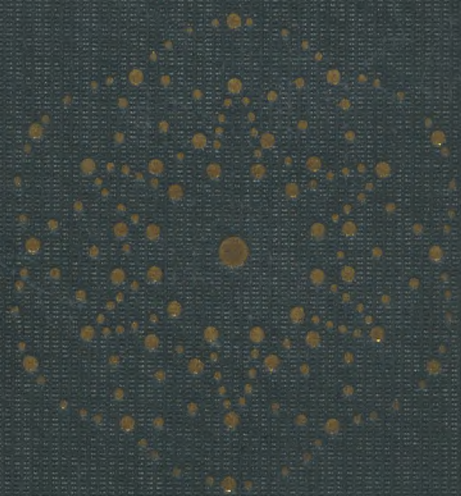


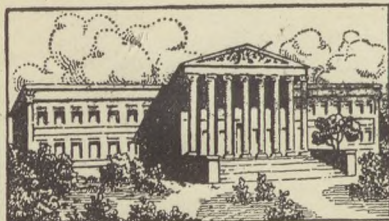
CSÁSZÁR
A
RÖNTGEN-
SUGÁRZÁS
ÉS GYAKORLATI
ÁLKALMAZÁSA



KIADJA A KIR. MAGY.
TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT

11

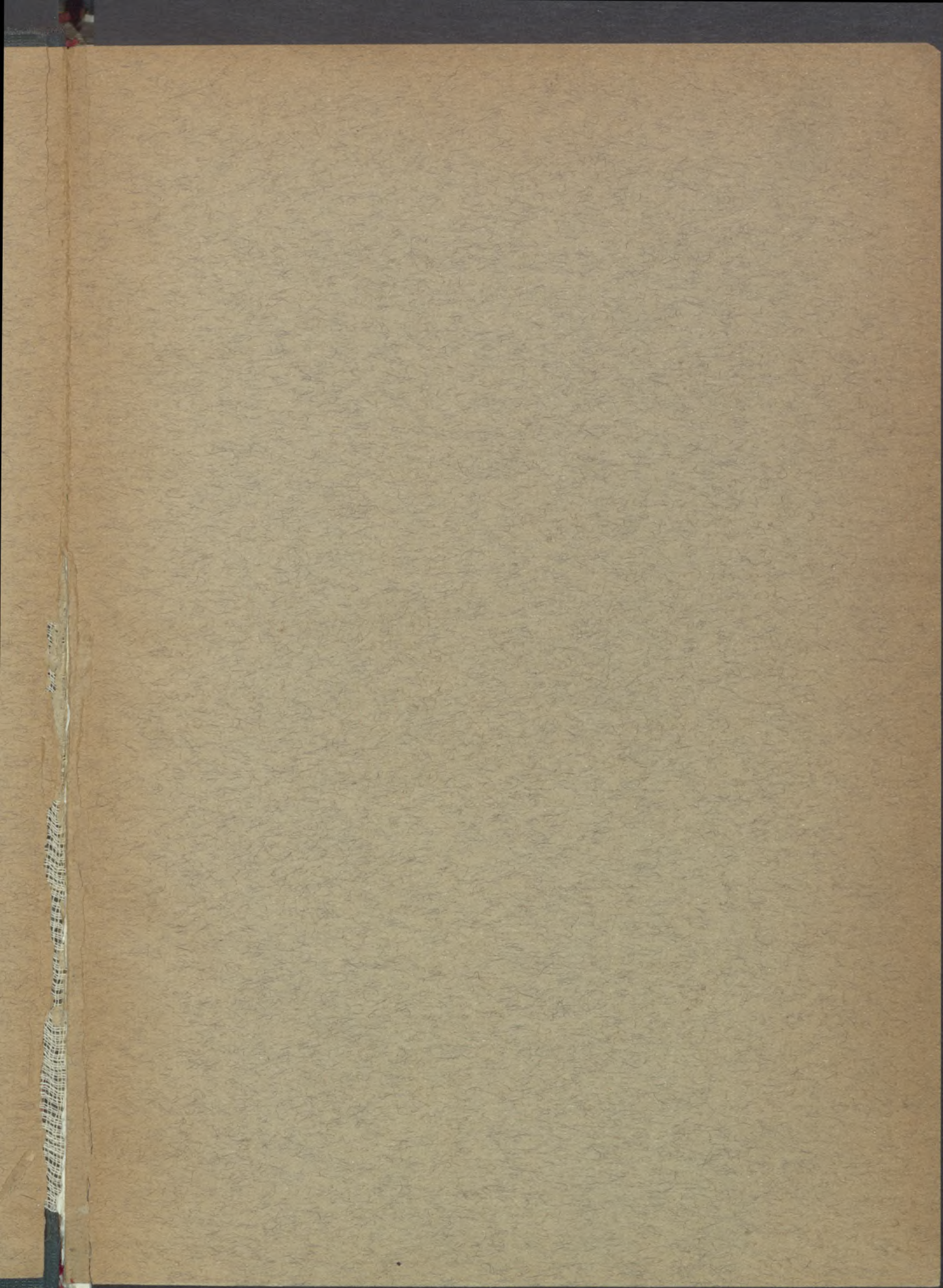
MAGYAR NEMZETI MUZEUM
ORSZÁGOS SZÉCHÉNYI KÖNYVTÁRA

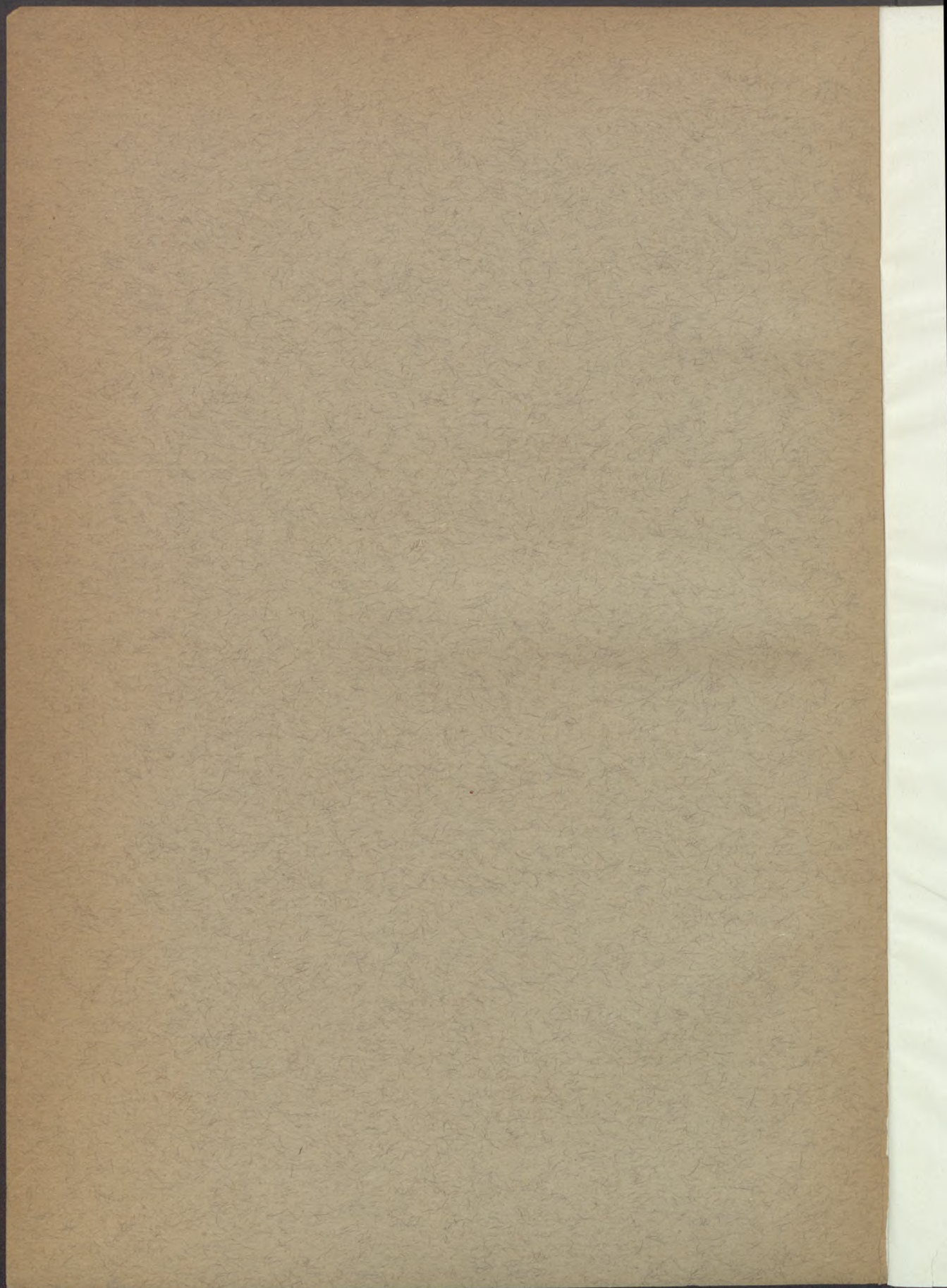


OLVASÓTERMI KÉZIKÖNYVTÁR

012101

KIKÖLCSÖNÖZNI NEM SZABAD





TERMÉSZETTUDOMÁNYI
KÖNYVKIADÓVÁLLALAT

MEGINDULT 1872-BEN

CHH. KÖTET

TERMÉSZETTUDOMÁNYI KÖNYVKIADÓVÁLLALAT

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA SEGÍTKEZÉSÉVEL
KIADJA

A KIR. MAGY. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT
CIII. KÖTET

DR. CSÁSZÁR ELEMÉR

A
RÖNTGEN-
SUGÁRZÁS
ÉS GYAKORLATI
ALKALMAZÁSA

A XX. (1932–34. ÉVI) CIKLUS
HARMADIK KÖTETE

A KÖNYVKIADÓVÁLLALAT ALÁÍRÓI SZÁMÁRA

A RÖNTGEN- SUGÁRZÁS ÉS GYAKORLATI ALKALMAZÁSA

ÍRTA:

DR. CSÁSZÁR ELEMÉR
EGYETEMI MAGÁNTANÁR,
A M. T. AKADÉMIA L. TAGJA

BUDAPEST

KIADJA A KIRÁLYI MAGYAR TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT
1934

12539/103

~~12539/103~~

012101



ORSZ. SZÉCHÉNYI-KÖNYVTÁR
Növedéknapló
1935. év 464. sz.

ELŐSZÓ

A Röntgen-sugárzás ma már az emberiség közkinccse és közszükségleti cikke. Minthogy a hazai irodalmunkban eddigelé nem jelent meg olyan mű, amely csupán e sugárzással foglalkoznék, mégpedig rendszeresen és a közönség szélesebb rétegeinek is megfelelő módon, ezért írtam meg e könyvet.

A munka felöleli a Röntgen-sugárzásnak egész tárgykörét. Megemlékeztem benne mindazokról a tudományos eredményekről, amelyeket korunk a sugárzás törvényeinek és tulajdonságainak kikutatásában elért. De nagy súlyt helyeztem a sugárzásnak igen széleskörű gyakorlati alkalmazására is, nem hagyva figyelmen kívül az orvosi alkalmazást sem, melyben azonban csak a sugáradag (dózis) mérésével foglalkozhattam behatóan.

Minthogy munkámat a magyar társadalom széles rétegeinek szántam, nem választhattam a szigorúan tudományos tárgyalási módot, de nem választhattam a teljesen elemi sem. Olyan közepes útvonalon kellett haladnom, amelyen követni tud a tárgy iránt érdeklődő és a kezdő is, de amelyről a szakember is reá nézve hasznos tekintetet vethet a táj részleteibe. Ezért a jelenségek leírását gyakran rövid matematikai tárgyalással is kísértem. Hogy azonban ezek a részletek ne gördítsenek akadályt az olvasó elé, ezeket kisebb betűvel szedettem és zárójelbe tettem annak jeléül, hogy elolvasásuk mellőzhető a megértés hátránya nélkül.

Köszönetet mondok *Császár Jenő*, *Gubacs Gábor*, *Szalkay Ferenc*, *Szili László* és *dr. Vermes Miklós* uraknak, akik a korrektúra fáradságos munkájában nagy segítségemre voltak és bécse tanácsaikkal is támogattak.

Hálás köszönetemet fejezem ki a Kir. Magy. Természettudományi Társulatnak azért, hogy munkámat könyvkiadó-vállalatának sorozatában, díszes kiállításban bocsátotta a nagyközönség rendelkezésére.

Köszönetet mondok végül a Kir. Magy. Egyetemi Nyomdának, amely mindent elkövetett, hogy a munka minél kifogástalanabb kiállításban hagyja el a sajtót.

Budapest, 1934. dec. 6.

A szerző.

IRODALOM.

- POHL : Die Physik der Röntgenstrahlen. Die Wissenschaft, Nr. 45. Vieweg, Braunschweig, 1912.
- KAYE : X-rays, London, 1918.
- MARX : Handbuch der Radiologie, 5. köt., Akad. Verlagsges., Leipzig, 1919.
- LEDOUX—LEBARD et DAUVILLIER : Les rayons X, Paris, 1921.
- CERMAK : Die Röntgenstrahlen (Graetz : Hb. d. Elektrizität und des Magnetismus) Barth, Leipzig, 1923.
- LUDWIG : Betrieb von Röntgenröhren mit Induktorien. Urban u. Schwarzenberg, 1923.
- EWALD : Kristalle und Röntgenstrahlen, Springer, Berlin, 1923.
- BRAGG : X-rays und Crystalstructure, London, 1924.
- DAUVILLIER : La technique des rayons X, Paris, 1924.
- SIEGBAHN : Spektroskopie der Röntgenstrahlen, II. kiad. Springer, 1931.
- ROSENTHAL : Praktische Röntgenphysik u. technik, Barth, Leipzig, 1925.
- GROSSAMNN : Physikalische und technische Grundlagen der Röntgentherapie, Urban u. Schwarzenberg, Berlin, 1925.
- KÜSTNER : Die Ionisationsmessung der Röntgenstrahlen, Thieme, Leipzig, 1925.
- COMPTON : X-rays and electrons, Newyork, 1926.
- MARK : Die Verwendung der Röntgenstrahlen in Chemie und Technik, Barth, Leipzig, 1926.
- WALTER : Die phisikalischen Grundlagen der med. Röntgentechnik, Vieweg, Braunschweig, 1926.
- GLOCKER : Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, Springer, Berlin, 1927.
- CARK : Applied X-rays, Newyork, 1927.
- POGÁNY : Az elektromágneses tér, Budapest, 1927.
- M. ET. L. DE BROGLIE : Physique des rayons X et gamma, Paris, 1928.
- SCHLEEDE U. SCHNEIDER : Röntgenspektroskopie und Kristallstrukturanalyse, Berlin, 1928.
- Handbuch der Physik von GEIGER U. SCHEEL, 17, 23 és 24. köt. : BOTHE, Absorption u. Zerstreuung ; KULENKAMPPF, Kontinuierl. Röntgenspektrum ; EWALD, Kristallstruktur ; BEHNKEN, Röntgentechnik.
- Handbuch der Experimentalphysik von WIEN U. HARMS, 24. 1 és 2, KIRCHNER, Allgemeine Physik der Röntgenstrahlen, LINDH, Röntgenspektroskopie.
- TRILLAT : Les applications des rayons X, Paris, 1930.
- GLASSER : W. C. Röntgen und die Geschichte der Röntgenstrahlen, Springer, 1931.
- SOMMERFELD : Atombau u. Spektrallinien, 5 kiad. I. k. Vieweg, Braunschweig, 1931.
- HOLTHUSEN U. BRAUN : Grundlagen und Praxis der Röntgenstrahlendosierung, Leipzig, 1933.
- KELÉN BÉLA : A Röntgenológia alapvonalai, Budapest, 1934.

TARTALOMJEGYZÉK.

I. FEJEZET.

A Röntgen-sugarak fölfedezése és tulajdonságai.

1. A katódsugarak	1	6. Néhány hazai emlék.....	16
2. Elektronok és atómok	4	7. A Röntgen-sugarak keletke- zése	18
3. LÉNÁRD kísérletei	6	8. A sugárzás térbeli eloszlása ..	19
4. RÖNTGEN kísérletei. Az X-suga- rak tulajdonságai	7	9. A jellemző (karakterisztikus) su- gárzás	22
5. X-sugarak RÖNTGEN fölfedezése előtt	16	10. A Röntgen-sugárzás összetétele	24

II. FEJEZET.

A Röntgen-lámpák.

1. Gáztartalmú (hidegkatódos) lámpák.		21. Szétszedhető (nyitott) izzókató- dos lámpák	52
11. A lámpák szerkezete és műkö- dése	25	22. Kisülési görbék (karakterishti- kák.) A Langmuir-féle törvény	57
12. A hűtés	28	23. Autoelektronos (örök) Röntgen- lámpa	59
13. A lámpák felfrissítése (regene- rálása)	31	24. Sugárkeltés pozitív ionokkal ..	60
14. Szétszedhető (nyitott) gáztar- talmú lámpák	33	3. A Röntgen-lámpák légritkítása. (Légszivattyúk.)	
15. Kisülési görbék (karakterishti- kák)	36	25. Előszivattyúk	62
2. Gázmentes (izzókatódos) lámpák.		26. Nagy légritkítású szivattyúk ..	64
16. Az izzó fémek elektron-kibocsá- tása	38	Molekuláris légszivattyú	64
17. LILIENFELD lámpája	42	Higanygőzös légszivattyú	65
18. COOLIDGE lámpája	44	27. A higanygőz kifagyasztása	68
19. Újabb Coolidge-féle lámpák....	46	28. A légritkítás mérése	68
20. Sugárvédő lámpák.....	49	29. A Röntgen-lámpa szilárd részei- nek gáztalanítása	70

III. FEJEZET.

Röntgen-készülékek.

1. Induktoros Röntgen-készülékek.		szagatók	75
30. Az indukció	71	33. Az induktor működése. Áram- zárási és szakítási feszültség....	79
31. Az önindukció. A különáram	74	34. Egyenirányítás	82
32. Az induktor szerkezete. Áram-			

VIII

2. Transzformátoros Röntgen-készülékek.	40. Forgó-egyenirányítós készülékek	92
35. A transzformátor szerkezete és működése	41. Szelepcsöves lüktető egyenáramú készülékek	93
36. A transzformálás gyakorlati szabálya	42. Állandó egyenáramú készülékek	96
37. A hasznosítható (effektív) áramerősség és feszültség	43. Igen nagy feszültségű készülékek	101
38. A lépcsős transzformátor	44. Háromfázisú árammal táplált készülékek	103
39. A transzformátorok földelése	45. Megérintható Röntgen-készülékek	105
	46. A nagyfeszültség mérése	105

IV. FEJEZET.

Sugárzási elméletek.

1. A fény sugar.	Röntgen-sugárral	124
47. A fény hullámelméletének tapasztalati alapja.	51. Sarkítási kísérletek Röntgen-sugárral	125
48. A fény hullámelmélete	52. A lökési elmélet és az előbbi kísérletek megmagyarázása	127
49. A fényforrások alkata	53. A hullámelmélet	132
2. A Röntgen-sugár.		
50. Régebbi elhajlási kísérletek a		

V. FEJEZET.

A kristályok.

54. A kristályok tulajdonságai	135	56. A kristályok belső szerkezete	142
55. A kristályrendszerek	140	57. Az atómsíkok	146

VI. FEJEZET.

A Röntgen-sugarak elhajlása kristályokon.

1. Laue nagy fölfedezése.	62. A Laue-képek keletkezése Bragg szerint	168
58. A Laue-féle kísérlet	63. A Laue- és Bragg-féle egyenlet azonossága	170
59. A Laue-féle jelenség magyarázata	64. A Bragg-féle Röntgen-színkép-elemző készülék. (Röntgen-spektrométer)	172
60. A Laue-féle egyenletek átalakítása	65. Néhány kristály belső szerkezetének megállapítása	173
2. A két Bragg alapvető munkája.		
61. A Bragg-féle egyenlet	165	

VII. FEJEZET.

Röntgen-spektrométerek.

66. Régebbi spektrográfok. A Bragg-féle sugárgyűjtés	181	68. A Seemann-féle spektrográfok	193
67. A Siegbahn-féle spektrográfok	186	Az ékmódszer	193
Alapelv	186	A sötétkamra-módszer	194
A készülékek leírása	186	Az ablakmódszer	195
Az áthelyezési módszer	187	A spektrográf szerkezete	197
Fölbontás	190	A hullámhosszúság mérése	197
Mérési tartomány	191	Különböző Seemann-spektrográfok	200

69. Cső-spektrográfok	201	A Seemann- és Bohlin-féle	
70. Néhány különleges spektrográf	206	spektrográf	212
71. A kristálypor módszere	208	72. Ión-kamrás spektrométerek	213
A Debye- és Scherrer-féle spektrográf	208	73. A Röntgen-spektrométerekben	
		használatos kristályok	216

VIII. FEJEZET.

A Bragg-féle egyenlet módosítása. A Röntgen-sugarak törése.

74. Az általánosított Bragg-féle egyenlet	221	76. A régi egyenlet az újnak határ- esete	225
75. A törésmutató mérése	224	77. A mészpátkristály állandója ..	228

IX. FEJEZET.

Elemek jellemző sugárzásának színeképei. (Vonalas, emissziós Röntgen-színeképek.)

78. A <i>K</i> sorozat	232	81. Az <i>N</i> és <i>O</i> sorozat	242
79. Az <i>L</i> sorozat	236	82. A Röntgen-színképvonalak erőssége	243
80. Az <i>M</i> sorozat	241		

X. FEJEZET.

Elemek elnyelési színeképei. (Abszorpciós Röntgen-színeképek.)

83. A <i>K</i> elnyelési színekép	246	84. Az <i>L</i> és <i>M</i> elnyelési színekép	247
---	-----	--	-----

XI. FEJEZET.

Elemek sugárelnyelésének törvényei.

85. A sugárgyengülés törvénye. Felező réteg. Szórási együttható	249	függése az anyagi minőségtől és a hullámhosszúságtól	254
86. A tömeggyengítési együttható ;		87. Sugárszűrők	259

XII. FEJEZET.

Összetett testek (vegyületek és ötvözetek) színeképei. Sugárelnyelésük törvénye.

88. A kibocsátott sugárzás színeképe	262	gyengítési együtthatója	265
89. Elnyelési színeképek	264	91. Néhány alkalmazás	267
90. Ötvözetek és vegyületek sugár-			

XIII. FEJEZET.

Lágy sugárzás vonalas színeképei. (Fénytani kísérletek Röntgen-sugárral.)

92. Hasábbal előállított színeképek	269	Röntgen-sugárral	286
93. A Röntgen-sugarak teljes visszaverődése	272	98. A Lloyd-féle tükkísérlet	288
94. Rács-színeképek	275	99. Sugárszövődés vékony rétegekben	289
95. A rácsmérések jelentősége ..	281	100. Elhajlás vékony drótszálak mentén	289
96. Igen lágy Röntgen-sugarak rácsszíneképe	284	101. Elhajlás nagy ernyő széle mentén	290
97. A Fresnel-féle tükkísérlet			

XIV. FEJEZET.

A Röntgen-színképek elmélete.

102. Az atómminta	291	107. A kettős színképvonalak (relativitási vagy spindublettek) ..	317
103. A hidrogén-atóm	294	Tapasztalati eredmények	317
A fény kisugárzása. Rezgés- szám-föltevés	297	A kettős vonalak értelmezése a relativitás-elmélet alapján	320
Sugárelnyelés	299	108. Kettős elnyelési határok. (Fő- dési dublettek)	326
Hullámmechanikai felfogásmód	301	109. A kettős vonalak és elnyelési határok újabb értelmezése	327
A hidrogén színképvonalainak rezgésszáma	302	110. Az urán-atóm energialépcsőinek ábrázolása	330
104. Az elemek szakaszos (periódikus) rendszere	305	111. A főszínképvonalak és az elnyelési határok kísérő vonalai	332
105. A Röntgen-színképvonalak ke- letkezése	310		
106. MOSELEY törvénye	314		

XV. FEJEZET.

A fékezési sugárzás színképe. (A folytonos Röntgen-színkép.)

112. A folytonos színkép tulajdon- ságai	335	114. A Duane- és Hunt-féle törvény	341
113. A rövidhullámú határ és a féke- zési sugárzás keletkezésének kvantumelmélete	337	115. A fékezési (összetett) sugárzás erőssége	343
		116. Energiaeloszlás a folytonos szín- képben	346

XVI. FEJEZET.

Másodlagos jelenségek a Röntgen-sugárzás körében.

1. A szétszóró sugárzás és a szétszóró elektronok.	2. A Röntgen-fényelektromos jelenségek.
117. A szétszóró sugárzás tulajdon- ságai. A szórási együttható	120. A fényelektromos jelenség. A fotocella
118. A Compton-féle jelenség	121. A fotoelektronok sebességi el- oszlása (színképe)
A jelenség előállítása és tör- vényei	122. Első- és másodfajú fotoelektro- nok
A jelenség elmélete	123. A fotoelektronok száma
Kristályok Compton-hatása ..	124. A fotoelektronok térbeli elosz- lása
119. A szétszóró elektronok	125. A fluoreszcencia-sugárzás
370	385

XVII. FEJEZET.

A Röntgen-sugárzás hatásai.

126. Az ionozó hatás, ionos kamrák	387	128. A fénykeltő (fluoreszcencia) hatás	396
127. A fényképező hatás	393	129. Egyéb hatások	400

XVIII. FEJEZET.

A Röntgen-sugárzás energiájának mérése. Sugárenergia és ionozó hatás kapcsolata.

130. A sugázmérés alapelve	401	134. A kaloriméteres módszer	409
131. A lég hőmérő módszer	408	135. Az elnyelt sugárzás energiájá- nak és ionozó hatásának kap- csolata	411
132. A bolométeres módszer	403		
133. Sugármérés hőelektr. oszloppal	405		

XIX. FEJEZET.

A Röntgen-átvilágítás.

136. Az átvilágítás szabályai.....	415	139. Festmények vizsgálata	425
137. Fém tárgyak átvilágítása	422	140. Egyéb alkalmazások	428
138. Hegesztések vizsgálata	422		

XX. FEJEZET.

A Röntgen-színképek gyakorlati alkalmazása.

1. Vegyelemzés Röntgen-színképekkel.		gyűrűrendszere	447
141. Minőségi vegyelemzés	430	151. A gyűrűrendszer felhasználása a térrács meghatározására (A Debye-képek megszámozása) ..	450
142. Mennyiségi vegyelemzés	432	152. A fémek kristályos szerkezete	452
2. A Laue-képek alkalmazása.		153. A kristályszerkezet elhelyezkedése a fémek megmunkálásakor	455
143. A főlvételek készítése.....	435	154. Más változások a kristályszerkezet elhelyezkedésében és szerkezetében	457
144. A Laue-képek részaránya	436	155. Egyéb anyagok Debye-képei	459
145. A Laue-foltocskák megszámozása	437	4. Forgókristályos Röntgen-képek és alkalmazásuk.	
146. Összetett térrácsok Laue-képe. A szerkezeti tényező	440	156. A forgókristályos főlvételek készítése	461
147. Az elhajlított sugárnyalábok erőssége	444	157. A rétegvonalak keletkezése....	462
3. A Debye- és Scherrer-féle gyűrűk alkalmazása.		158. A térrács meghatározása forgókristállyal	464
148. A főlvételek készítése.....	445		
149. A gyűrűk elhelyezkedése és erőssége	446		
150. Ismert térrácsok (kristályok)			

XXI. FEJEZET.

A Röntgen-sugárzás alkalmazása az orvosi tudományban.

1. Az emberi test átvilágítása (diagnosztika).		3. A Röntgen-sugáradás (dózis) mérése.	
159. A csontrendszer vizsgálata....	467	163. A sugáradás meghatározása ..	474
160. A test lágy részeinek vizsgálata	468	164. A dózisegység	475
2. Betegségek gyógyítása Röntgen-sugárral (terápia).		165. A dózis megmérésének módja	478
161. A Röntgen-sugarak hatása az élő szervezetre (biológiai hatás)	472	166. A dózismérő eszközök	483
162. A Röntgen-sugárral gyógyítható betegségek	474	A kisütő eljárás	484
		Az állandó ionizációs áram	486
		Újabb ionkamrás sugáradagmérők.....	488
		Nem ionizáló hatáson alapuló sugáradagmérők	492
		Biológiai sugáradagmérés	493
		4. Védekezés a Röntgen-sugárzással szemben	

REPORT OF THE

COMMISSIONER OF THE

LAND OFFICE OF THE STATE OF NEW YORK
FOR THE YEAR 1891

ALBANY:

JOHN P. KANE, PRINTER.

The following is a list of the lands owned by the State of New York, as of the 1st of January, 1891. The lands are classified according to their location, and the amount of land in each class is given in acres. The total amount of land owned by the State is 1,000,000 acres.

LANDS OWNED BY THE STATE OF NEW YORK

1. Lands in the State of New York, owned by the State of New York, as of the 1st of January, 1891. The lands are classified according to their location, and the amount of land in each class is given in acres. The total amount of land owned by the State is 1,000,000 acres.

I. FEJEZET.

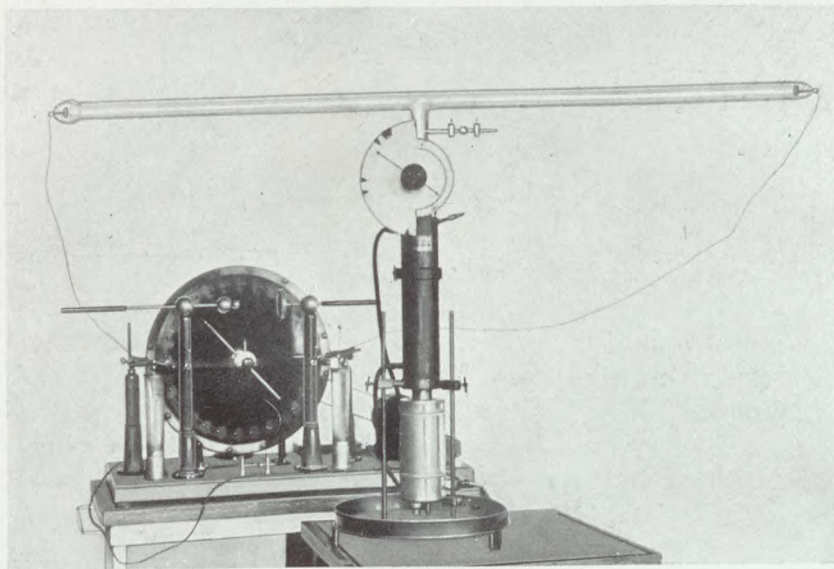
A Röntgen-sugarak fölfedezése és tulajdonságai.

A ritkított gázzal töltött üvegcső a fizikusoknak régóta kedvelt kísérleti eszköze. Nagy népszerűségét mindenekelőtt annak köszönheti, hogy pompás színben világít, ha elektromos áram halad keresztül rajta. Éppen e tulajdonsága alapján került ki a fizikai laboratóriumból a nagy városok főutcaira is, hogy esténként elkápráztassa az embereket változatos színekben pompázó lágy fényével. De e mellett történelmi nevezetességű szerep is jutott neki osztályrészül: ugyanis ritkított gázzal töltött üvegcsővel fedezte föl RÖNTGEN 1895-ben a róla elnevezett sugárzást, mely a szemre nem hat, láthatatlan ugyan, mégis olyan bepillantást engedett az élő és élettelen testek belsejébe egyaránt, amelynek jelentősége szinte leírhatatlan.

1. **A katódsugarak.** A közönséges légköri levegő nem vezeti az elektromos áramot; de rögtön vezetővé válik, mihelyt nyomását eléggé csökkentjük, vagyis eléggé megritkítjuk. Erről a következő kísérlet útján győződhetünk meg (1. kép). Hosszabb üvegcső mindegyik végébe egy-egy fémrudacskát forrasztunk, mely belül fémkorongban végződik; oldalához pedig rövidebb csövet erősítünk, melyet légszivattyú csiszolátára illesztünk rá. A fémbevezetéseket egy elektromos gép sarkaival kapcsoljuk össze. Azt a fémbevezetést, amely az áramforrás pozitív sarkával áll összeköttetésben, nevezzük *anódnak*, a másikat pedig, amely a *negatív* sarokkal van összekapcsolva, hívjuk *katódnak*. Ha áramforrásul szikrainduktort használunk, a katód és anód tulajdonképpen váltakozik, mert az induktor változó irányú áramot termel. De az egyik irányú áram elhanyagolható a másik mellett, tehát gyakorlatilag mégis

tekinthetjük az egyik bevezetést állandóan katódnak, a másikat meg anódnak.

Mindaddig, amíg a szivattyú nem működik, vagyis a csőben légköri levegő van, elektromos áramnak nyoma sincs. Pedig az elektromos gép sok ezer voltos feszültséget tud termelni; igaz, hogy árama gyenge. Mihelyt azonban a légszivattyú működni kezd, vagyis az üvegcsőben ritkul a levegő, csak-



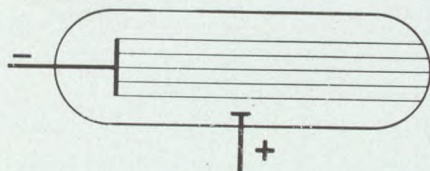
1. kép. Elöl áll a légszivattyú (166. old.), rajta van a légnyomásszabályozó szelep (a mutatóval) és a hosszú üvegcső. A háttérben látható a Wehrsen-féle elektromos gép. (Az egyet. gyak. fizikai intézet készülékei.)

hamar megindul rajta keresztül az elektromos áram. Ennek jeléül a cső belsejében pompás fénytűnemények lépnek föl. Ha a nyomás a csőben körülbelül 40 mm magas higanyoszlop nyomásával egyenlő, akkor keskeny kígyózó tűzvonal szalad végig rajta. Ha pedig a nyomás néhány mm magas higanyoszlopéra süllyed le, akkor az egész levegőtömeg világít ibolyás színben. Tovább folytatva a szivattyúzást, a fényoszlop eleinte több helyen megszakad: rétegessé válik, majd halványodni kezd, végül pár század mm-es nyomás esetén teljesen eltűnik.

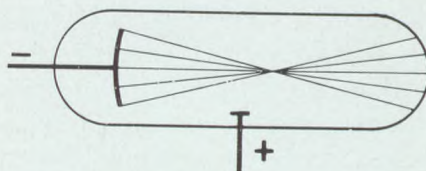
Ekkor újabb jelenség tárul szemünk elé: az üvegcső fala főképen a katóddal szemben levő helyeken többnyire zöldes színben világít (fluoreszkál), mintha csak valamilyen láthatatlan sugárnyaláb indulna ki a katódból és az üvegcső falát

a találat helyén világításra készítené. Föltesszük, hogy a katód-ból valóban sugarak indulnak ki: ezek a *katódsugarak*, melyeket PLÜCKER és HITTORF fedezett föl a múlt század közepe után és CROOKES tett szélesebb körben ismeretessé.

Minek tartjuk tulajdonképen a *katódsugarakat*? E kérdésre válaszolhatunk, ha megismerkedünk a sugarak alapvető tulajdonságaival. A legszembetűnőbb sajátosságuk az, hogy az üveget világításra készítik. De más testek is világítanak, ha katódsugarak esnek rájuk: ilyenek a kalcium- és báriumvegyületek, mint például a báriumplatincianür*, ezenkívül a kőso stb. A katódsugarak a fényképezőlemezre is hatnak: a cső belsejében útjukba állított fényképezőlemez előhívás után megfeke-



2. kép. Hittorf-féle cső.



3. kép. A katódsugarak összegyűjtése egy pontba.

tedik, de átlátszó marad a rátett vastagabb fémlemez alatt. A katód felszínét körülbelül reá merőlegesen hagyják el és útjukat közelítőleg egyenes vonalban folytatják tovább, tekintet nélkül arra, hogy az anódot hol helyezték el. Ha az anódot nem a cső végébe, hanem oldalába forrasztjuk is be (*Hittorf-féle cső*), a katódsugarak akkor sem hajolnak feléje, hanem az üvegcsőnek a katóddal szemben lévő végébe ütköznek, amiről bizonyosságot tesz az élénk zöldesszínű fényfolt (2. kép). Ennek következtében a katódsugarakat össze lehet gyűjteni egy pontba. Nem kell mást tenni, mint a katódot homorú gömbsüvegalakúra készíteni: ekkor a belőle kiinduló katódsugarak nagyjában a gömbsüveg sugarai mentén haladnak és középpontjában találkoznak össze; majd tovább menve ismét széttartanak, mint a homorú tükörről visszavert napsugarak a gyújtóponton való áthaladás után (3. kép). Különösen a katódsugarak gyülekezési helyén észlelhető feltűnően melegítő hatásuk: az itt elhelyezett fém hamarosan izzani kezd, sőt meg is olvad; hasonlóképen melegszik az üveggel is ott, ahol a katódsugarak beleütköznek.

* Ez a vegyület nagyon fontos szerepet játszik a továbbiakban, kémiai összetétele: Ba Pt (CN)_4 . L. Gróh Gyula: Anorganikus kémia, II. kiad. 191. o.

Az eddig felsorolt tulajdonságok alapján azt is gondolhatnánk, hogy a katódsugarak a fényhez hasonló láthatatlan sugarak. De rögtön el kell ejteni e föltevésünket, ha elektromos töltésű test hatását vizsgáljuk a katódsugárra. Ugyanis ennek hatása alatt a katódsugár elhajlik eredeti irányától: a világító folt eltolódik az üvegfalon. Mégpedig a negatív töltés taszítja a katódsugarat, a pozitív meg vonzza. E kísérlet nyomán önkéntelenül fölvetődik az a gondolat, hogy a katódsugárban negatív töltésű testecskék röpködnek tova. E föltevésünket indokolja az a körülmény is, hogy a katódsugarak a cső belsejében alkalmas módon elhelyezett fémnek *negatív töltést adnak*. Ha azonban a katódsugárban elektromos töltésű részecskék röpködnek tova, akkor egy ilyen sugárnyaláb elektromos áramnak tekinthető, tehát a mágnesnek is hatni kell rá. S valóban a katódsugarat a közelébe tett mágnesrúd is eltéríti irányából, mégpedig olyan módon, mintha a katódsugár helyén áramvezető drót volna, amelyben az áram a katód felé haladna. (A negatív elektromos részecskék éppen ellenkező irányban mozognak.)

E tapasztalatok nyomán jogosan feltehetjük, hogy a *katódsugárban negatív elektromos töltésű részecskék röpködnek tova a katód felszínére kb. merőlegesen álló egyenes vonalak mentén.*

2. Elektronok és atómkok. De most meg az a kérdés vetődik föl, hogy tulajdonképpen mik ezek az elektromos részecskék. Feltehetjük, hogy a mozgó részecskéknek van bizonyos negatív elektromos töltésük (e) és tömegük is (m). Az elektromos és mágneses eltérítés alapján ki lehet számítani az e töltés és az m tömeg hányadosát (e/m), de külön-külön mindegyiket nem. Az eredmény meglepő: bármilyen gáz (levegő, hidrogén, hélium stb.) van is a kisülési csőben, a *részecskék töltésének és tömegének hányadosa mindig ugyanakkora, tehát független a gáz anyagi minőségétől, sőt a katód anyagától is*. Ennek alapján feltesszük, hogy itt a közönséges anyagtól mentes elektromos részecskékkal van dolgunk, amelyek minden testben előfordulnak és minden testben ugyanolyanok.

Másféle kísérletek alapján meg lehet határozni a részecskék elektromos töltését, tehát vele együtt tömegét is, hiszen a kettő hányadosa ismert. Egy-egy részecske *negatív elektromos töltése* 4.77×10^{-10} elektrosztatikai cgs-rendszerbeli töltésegység; *tömege* pedig 0.899×10^{-27} gramm, amely körülbelül 1850-ed része egy hidrogénatóm tömegének.* Ezt a negatív töltésű elektromos

* A negatív hatványkitevő helyett pozitívot is írhatunk, de akkor a hatványmennyiséggel osztani kell.

részecskét nevezik *elektronnak*. Mai nézetünk szerint az elektron a negatív elektromosságnak a természetben előforduló legkisebb része. Minden negatív elektromos töltés ennek egészszámú többszöröse. *A katódsugár nem más, mint a katódról elröpülő elektron.*

A mágneses és elektromos eltérítésből ki lehet számítani *a katódsugarak sebességét* is. A számítások azt mutatják, hogy rettenetes nagy sebességekről van szó. Kisebb induktorok használatakor is elérik az elektronok az 50.000—100.000 kilométer másodpercenkénti sebességet. E mögött messze elmarad a leggyorsabb puskagolyó sebessége is: ez legföljebb 1 kilométer mp-ként.

Ismeretes, hogy a negatív elektromos töltésen kívül még pozitív is észlelhető. Önként felvetődik az a kérdés: vajjon a kisülési csőben a katódsugarakkal ellenkező irányban nem mozognak-e *pozitív elektronok*? Kísérletileg megvizsgálták ezt a kérdést is. Kiderült, hogy igenis a katódsugarakkal szemben pozitív töltésű testecskék mozognak, de ezek nem függetlenek a gáz anyagi minőségétől, sőt pozitív töltésük és tömegük is e szerint változik. *Ezek tehát pozitív töltésű anyagi részecskék, de nem pozitív elektronok.* Ilyeneknek a létezését csak a legújabb kísérletek alapján lehet sejteni: ezek a *pozitronok*.

E tapasztalatok arra mutatnak, hogy a kisülési csőben lévő gáz pozitív töltésű anyagi részekből és elektronokból áll, atómjainak ezek az alkotó-elemei. Még tovább megyünk. Föltesszük, hogy minden test atómjai pozitív töltésű anyagi részből és egy vagy több elektronból állanak. *A pozitív töltésű anyagi rész súlya, méretre nézve elemenként változik, az elektronok ellenben teljesen egyformák, akár aranyban, akár szénben, akár valamilyen gázban fordulnak elő.* Az utóbbi évtizedek sok-sok kísérlete az atóm alkatrészeinek elrendezésére vonatkozólag is tájékoztatást nyújt. Később részletesen foglalkozunk majd ezzel, most egész röviden csak annyit mondunk, hogy az újabb föltevések szerint az atóm egy kis naprendszer, melynek napja a pozitív töltésű anyagi részecske: az atómmag, bolygói pedig az elektronok, amelyek a mag körül valamilyen pályán keringenek; számuk elemről-elemre változik s éppen annyi, hogy az atómmag pozitív töltését közömbösítik. Ennek következtében az egész kis naprendszer a méreteihez képest távoli testre elektromos vonzó vagy tisztító hatást nem gyakorol. A könnyebb elemek atómjaiban kevesebb, a nehezebb elemekében több elektron van.

Ha az elemek jeleit úgy írjuk egymás után, hogy mindegyik elemet a közvetlenül nagyobb atómsúlyú kövesse, akkor egy nevezetes táblázatot kapunk, melynek az a tulajdonsága, hogy bizonyos számú elem (8, 18 . . .) átlépése után hasonló kémiai tulajdonságú elemet találunk. Tehát az elemek tulajdonságai *szakaszosan* ismétlődnek. Ezért ezt a táblázatot az elemek *szakaszos (periódikus) rendszerének* nevezik, de hívják *természetes rendszernek* is, mert az elemek az atómsúlyuk által megszabott természetes sorrendben vannak benne. E rendszerben mindegyik elemnek van egy sorszáma vagy rendszáma, amely közelítőleg az atómsúly felével egyenlő. Föltevésünk szerint a bolygó-elektronok száma egyenlő az elem rendszámával. Például a hidrogén rendszáma 1, tehát atómjának egy elektronja van; a platináé 78, tehát atómjában 78 bolygó-elektron kering.

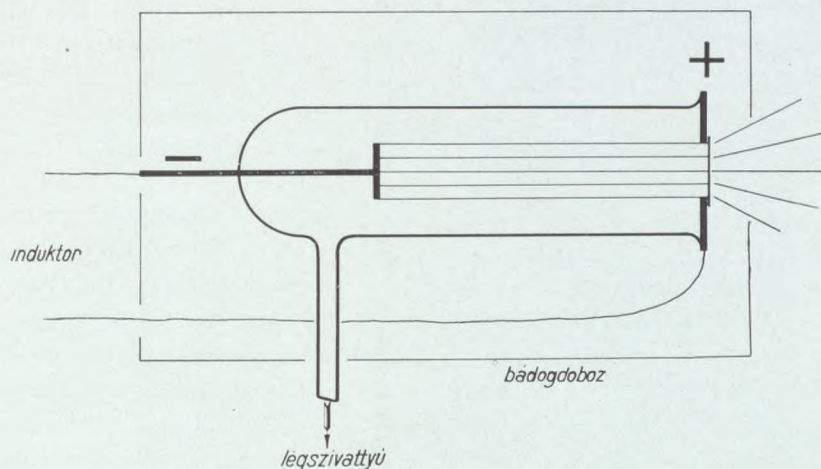
Mihelyt az atómot egy vagy több elektronjától megfosztjuk, a pozitív töltés hatása túlsúlyba jut s az atóm pozitív töltésű részecske gyanánt szerepel: ilyenkor neve *pozitív ión*. Megjegyzendő, hogy az ellenkező eset is előfordulhat: a közömbös atóm egy vagy több elektronnal hosszabb vagy rövidebb ideig kapcsolatba juthat: ilyenkor *negatív ión* a neve.

Mikor a ritkított levegőjű üvegcsővön elektromos áram halad keresztül, akkor a pozitív iónok az anódtól a katód felé mozognak, a negatív iónok és főképen az elektronok pedig a katódtól eltávolodnak. Mégpedig az elektronok aránytalanul nagyobb sebességgel röpködnek, mint az iónok. Ez egészen természetes: hiszen az elektronok tömege kicsiny törtrésze az iónokénak, a rájuk ható erő meg általában nem különbözik ennyire az iónokra hatótól; sőt ugyanakkora is lehet, legfeljebb ellenkező irányú, ha az atóm csak egyetlen elektronját veszítette el. A Röntgen-sugarak szempontjából főleg a száguldó elektronok érdekelnek bennünket.

3. Lénárd kísérletei. A katódsugarak történetének új fejezetét nyitotta meg LÉNÁRD 1893-ban közzétett kísérleteivel. Ő HERTZ vizsgálataiból tudta, hogy a katódsugarak nagyon vékony alumíniumhártyán is áthatolnak. De ekkor — gondolta ő — ki is léphetnek az üvegcsőből, ha ennek falán kis nyílást hagy, amelyet alumíniumlemezke zár el. Ilyen módon valóban sikerült is a katódsugarakat kivezetni a cső belsejéből a szabad levegőre, vagy egy másik légüres üvegcsőbe, ahol kényelmesen lehetett tanulmányozni valamennyi sajátosságukat.

LÉNÁRD nevezetes kísérleti berendezése saját leírása szerint a következő volt (4. kép). Az elektromos kisülési csőnek a

katóddal szemben lévő végét vastag fémlemez zárja el, melynek közepén kicsiny lyuk van, de ezt meg vékony alumíniumlemez takarja. *Az egész kisülési cső bádogdobozban nyugszik, melynek falán az alumíniumlemezke előtt kis nyílás van.* E bádogházikó megakadályozza, hogy a megfigyelés helyére bármilyen nem kívánt hatás jusson a cső belsejéből. A kisülési csövet kisebb induktor táplálja, melynek áramforrása négy akkumulátor. A csőből a levegőt ki lehet szivattyúzni. A légritkított



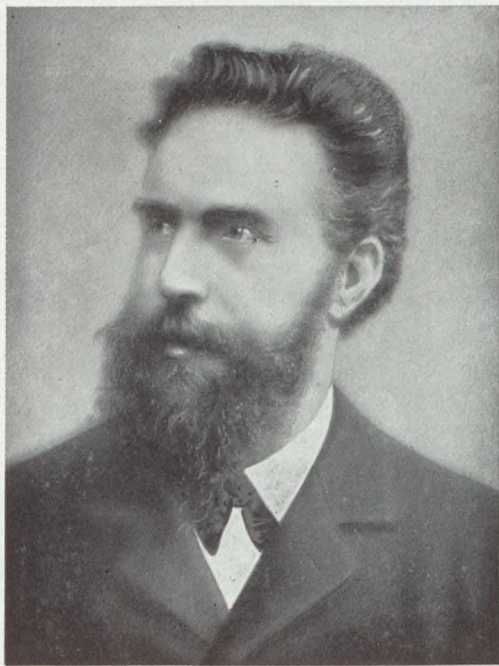
4. kép. Lénárd kísérleti berendezése.

csövön átvezetve az induktor nagyfeszültségű áramát, pompás jelenségek lépnek föl: a kis alumíniumablakból kékes ibolya sugárkéve indul ki, fluoreszkáló és foszforeszkáló anyagok világítanak az alumíniumablak közelében, a fényképezőlemez megfeketedik e helyen. Feltűnő — mint LÉNÁRD mondja — hogy a 0.3 mm vastag kartonpapírral letakart fényképezőlemez is nagyon megfeketedik a kilépő sugarak hatására, két perces megvilágítási idő után, ellenben átlátszó marad a reátett vastagabb fémkeret alatt.

LÉNÁRD e hatásokat mind a csőből az alumíniumablakon keresztül kilépő katódsugaraknak tulajdonította. Azt is észlelte, hogy mindezek a jelenségek elmaradnak, ha a cső fölé mágneset helyez, minthogy ez a cső belsejében eltéríti útjukból a katódsugarakat s így ezek nem esnek az alumíniumablakra.

4. Röntgen kísérletei. Az X-sugarak tulajdonságai. Két évre rá: 1895 októberében és novemberében RÖNTGEN (5. kép) a würrzburgi egyetem fizikai intézetében hasonló kísérleteket

végzett, nem tudni, milyen célból. E kísérletei közben észre vette, hogy a Lénárd-féle cső aluminium-ablakából és más kisülési csövek üvegfalának a katóddal szemben fekvő részéből is egészen új sugarak indulnak ki (5a. és 5b. kép). Nagy fölfedezéséről 1896 január 23-án számolt be a würzburgi Orvosi Fizikai Társulatban, így kezdve előadását:



5. kép. Wilhelm Conrad Röntgen
1845 márc. 27.—1923 febr. 10.

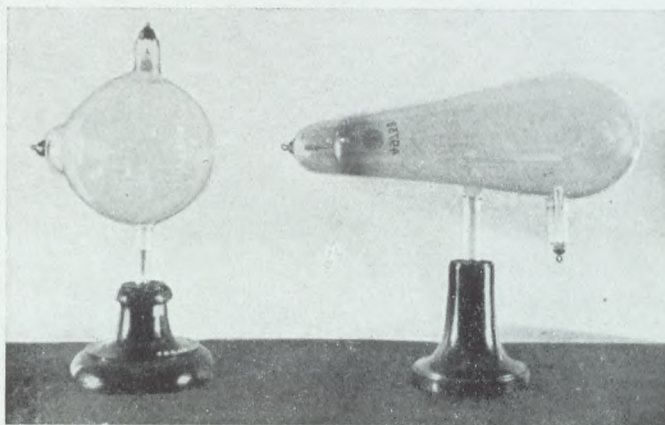
„Egy Hittorf- vagy Lénárd-féle vagy más hozzájuk hasonló kisülési csövet, mely eléggé légritkított, *burkoljunk be vékony fekete kartonpapírral* és vezessük át rajta egy nagyobb Ruhmkorff-féle szikrainduktor áramát. Ekkor *báriumplatinciánürrel bevont papírlap világít*, ha sötét szobában a cső közelében tartjuk, bármelyik oldalát fordítjuk is a cső felé; a világítás még két méter távolságban is észrevehető.“

Ez a *fénykeltő hatás*, vagy más néven *fluoreszcencia-hatás* igen nevezetes jelenség a kisülési cső környezetében. A csőtól távolabb menve a vilá-

gító ernyő fénye csökken; mégpedig úgy, hogy kétszer olyan nagy távolságban már csak negyedrésze a korábbinak. Éppen ilyen törvény szerint csökken egy közönséges lámpa megvilágítása is. A kéz vagy vastagabb fémtárgy a kisülési cső és a világító ernyő közé téve árnyékot vet a világító ernyőre (6. kép). Ugyancsak árnyékot vetnek a fénysugarak útjába tett tárgyak is. Ezért tekintette RÖNTGEN a kisülési csőből kiinduló tutokzatos hatást új sugárzásnak és „X-sugárzásnak“ nevezte el. Az árnyékképekből következtette azt is, hogy az X-sugár egyenes vonal mentén terjed, vagyis az útjába eső át nem bocsátó testeket nem kerüli meg, hasonlóan a fénysugarhoz. Más testek is világítanak, ha X-sugarak esnek

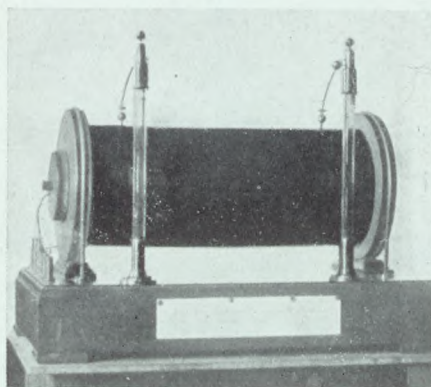
rájuk: ilyenek a kalciumvegyületek, az uránüveg, a mészpát, a kőso stb. Szemünk ellenben teljesen érzéketlen az X-sugarak iránt éppen úgy, mint az ibolyántúli és a hősugarakkal szemben.

A legfeltűnőbb — mondotta RÖNTGEN — hogy az X-sugarak áthatolnak a fekete kartonburkolaton, amely sem a látható, sem



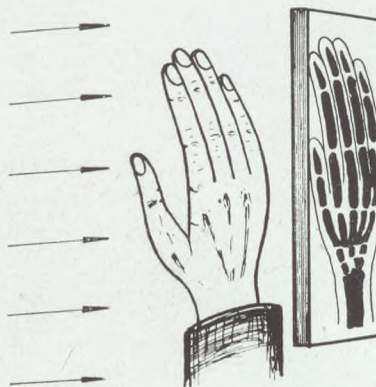
5a. kép. Röntgen kisülési csövei, melyeket Münchenben a Deutsches Museum-ban őriznek.

az ibolyántúli fényt nem engedi át. De keresztülhatolnak más testeken is. Ezer oldalas bekötött könyv alig gördít valamilyen akadályt a sugarak útjába: ugyanis a fluoreszkáló ernyő elé tartva, árnyéka alig látszik. Vastag fadarabok: 2—3 cm vastag fenyőfadeszkák átbo-csátják a sugárzást. Hasonlóan viselkedik a több centiméter vastag keménygumi-lemez is. Az ólomtartalmú üveg jobban elnyeli a sugarakat, mint a másik. Staniol-papir alig nyel el valamit belőlük, sőt vékonyabb réz, ezüst, ólom, arany, platina-lemez mögött is észrevehető még a fluoreszkáló ernyő világitása. Ellenben vastagabb ólomlemez már nem bocsátja



5b. kép. A Ruhmkorff-féle szikra-induktor, melyet Röntgen az új sugarak fölfedezésékor használt. Ezt is a Deutsches Museum-ban őrzik.

keresztül a sugarakat. A 7. kép azt szemlélteti, hogy különböző anyagi minőségű, de egyenlő vastag (3 mm-es) lemezek milyen árnyékot vetnek a világító ernyőre; vagy más szóval, hogy milyen mértékben bocsátják át magukon a sugarakat. Ha kezünket a fluoreszkáló ernyő elé tartjuk, az izmok halvány árnyékot vetnek, ellenben egészen sötét a csontok helye; tehát az izmok eléggé átengedik a sugarakat, a csontok ellenben meglehetősen elnyelik (8. kép).



6. kép.

A kéz árnyéka a világító ernyőn.

A felsorolt tapasztalatokból látható, hogy a sugarak átbocsátására nézve nagyon fontos a testek sűrűsége. Első tájékoztatásképpen mondhatjuk, hogy a nagyobb sűrűségű testek (pl. a csontok) kevésbé bocsátják át a sugárzást, mint a kisebb sűrűségűek (pl. az izmok). De nem egyedül a sűrűség mértékadó tényező az átbocsátás szempontjából. Hiszen pl. az alumínium és a mészpát sűrűsége kb. egyenlő, mégis a mészpát sokkal kevésbé átbocsátó, mint az alumínium. (Később majd részletesen ismertetjük az átbocsátás szempontjából fontos tényezőket.)

A titokzatos sugarak a fényképezőlemezre is hatnak: a sugár-

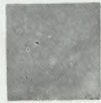
PAPIR



FA



EBONIT



ÜVEG



ALUMÍNIUM



RÉZ



VAS



ÓLOM



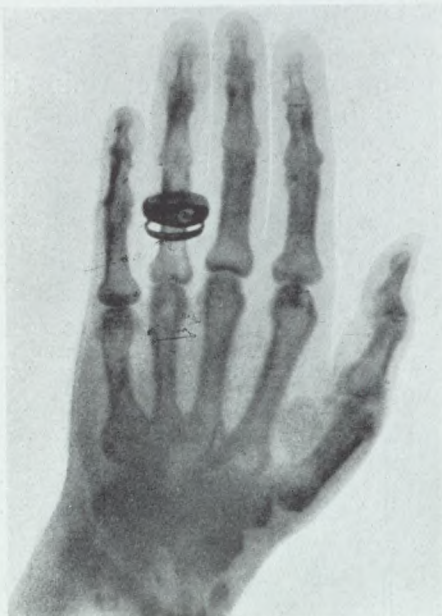
7. kép.

Különbféle lemezek árnyéka a világító ernyőn.

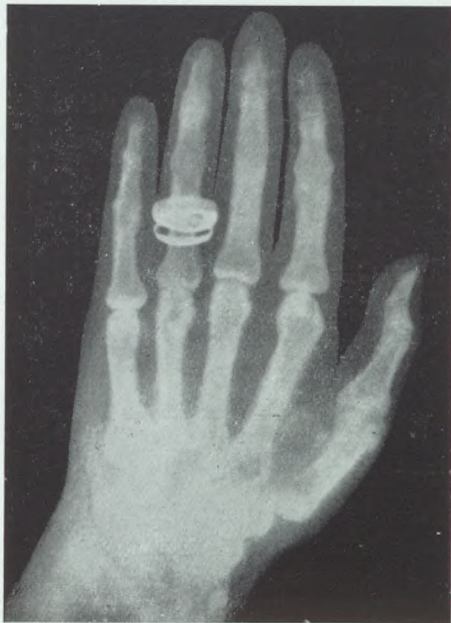
zásnak kitett lemez előhívás után megfeketedik. Természetesen nem is kell a faka-zettát kinyitni, vagy a lemezt a fekete papírból kicsomagolni, hiszen az X-sugarak ez anyagokon könnyen áthatolnak. Ha a lemez elé valamilyen testet, pl. kezünket tartjuk és X-sugarakat ejtünk rá, akkor előhívás után sötétebb és világosabb részletek jelennek meg rajta: a sugárát-

bocsátó részek (izmok) alatt jobban megfeketedik a lemez, mint az át nem bocsátók (csontok) mögött; még feketébb a közvetlenül beeső sugarak helyén (9. kép). A lemezen kapott kép éppen olyan, mintha a fluoreszkáló ernyőn látható képet fényképeztük volna le.

Megállapította RÖNTGEN azt is, hogy a levegőben lévő *elektromos testek* (akár pozitív, akár negatív töltésűek) *elveszítik töltésüket, ha X-sugarak esnek rájuk*; mégpedig annál gyorsabban, minél erősebb a sugárzás. Pl. egy megtöltött elektroszkóp lemezei pillanat-



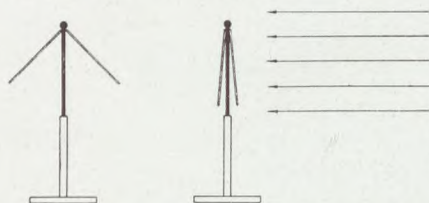
8. kép. Koelliker würzburgi professzor kezének árnyékképe a világító ernyőn.



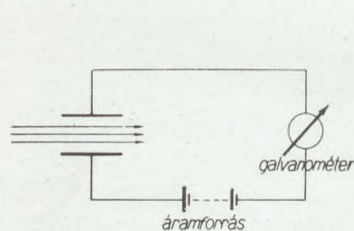
9. kép. Koelliker professzor kezének fényképe, melyet Röntgen a würzburgi Orvosi Fizikai Társulat ülésén készített 1896 jan. 23-án.

nyilag összeesnek, ha X-sugarak jutnak rá (10. kép). Sőt tapasztalta RÖNTGEN, hogy ugyanilyen tulajdonsága van a hidrogénnek is. Ma már tudjuk, hogy ez a gázoknak általános tulajdonsága. A gázok e sajátságukat mindaddig meg is tartják, amíg X-sugárzás halad keresztül rajtuk. Erről meggyőződhetünk, ha a Röntgen-sugárnyaládba állított elektroszkópot meg akarjuk tölteni: nem sikerül. De még inkább meggyőződhetünk róla, ha egymással szemben álló fémlemezeket érzékeny galvanométerrel együtt elektromos áramkörbe kapcsolunk (11. kép). Ugyanis áram rendszerint nincs,

de azonnal megindul, mihelyt a lemezek között lévő gázt (levegőt) X -sugárzás járja át és mindaddig tart, amíg a sugárzás meg nem szűnik. Amint látjuk, az X -sugárzásnak kitett gázok olyanformán viselkednek, mint az elektromosságot vezető testek. Ezért azt mondjuk, hogy a levegő és más gázok is a Röntgen-sugarak hatása alatt elektromos vezetővé válnak. A vezetőképesség keletkezését úgy magyarázzuk, hogy a Röntgen-sugár a gáz atómjait negatív elektronokra és pozitív iónokra választja szét: ez a jelenség az *ionozás*; a szétvált részecskék az elektromos erők hatása alatt egymással ellenkező irányban mozogni kezdenek s így elektromos áram keletkezik.



10. kép. A megtöltött elektroszkóp (balról) elveszíti töltését az X -sugarak hatására (jobbrol).



11. kép. Az X -sugarak ionozó hatása.

Mint hogy az X -sugarak egyes tulajdonságai: fénykeltő, fényképező hatás, egyenesvonalú terjedés hasonlítottak a fény (főképen az ibolyántúli láthatatlan fény) sajátságaihoz, hozzáfogott RÖNTGEN azoknak az alapjelenségeknek az észleléséhez, amelyek a fénysugarak körében jól ismeretesek. Ezek mindenekelőtt a *visszaverődés* és *törés*. RÖNTGEN azt tapasztalta, hogy az X -sugarak tükörről vagy fémlemezről nem verődnek vissza olyan szabályszerűen, mint a fény. (Ma már tudjuk, hogy szabályosan visszaverődnek bizonyos föltétellel, l. később, 272. o.) De kísérletei alapján meggyőződött arról, hogy az X -sugárforrás közelében lévő testek, sőt a környező levegőrészek is sugárforrássá válnak: X -sugarakat lövellnek ki magukból minden irányban. (Ma úgy mondjuk, hogy a testek szétszórják a rájuk eső X -sugárzást: ez a *másodlagos sugárzás*.) Ha szemünk az X -sugarak iránt éppen olyan érzékeny volna, mint a fénnel szemben — mondja RÖNTGEN — akkor egy működésben lévő kisülési cső úgy tünnék föl előttünk, mint a dohányfüsttel teli szobában égő lámpa. Sőt arra is gondolt, hogy a szétszóró sugárzás nem teljesen ugyanolyan fajta, mint a testekre eső. A szétszóródást különben fémeken: platina, ólom, cink és alu-

míniumon is észlelte. Hasztalan fáradozott RÖNTGEN az X-sugarak törésének megfigyelésén. Keménygumiból, aluminiumból készült 30°-os hasábbal nem sikerült az X-sugarak törését biztosan észlelnie, legfeljebb csak sejteni. (Ma már tudjuk, hogy e sugarak kis mértékben megtörnek.)

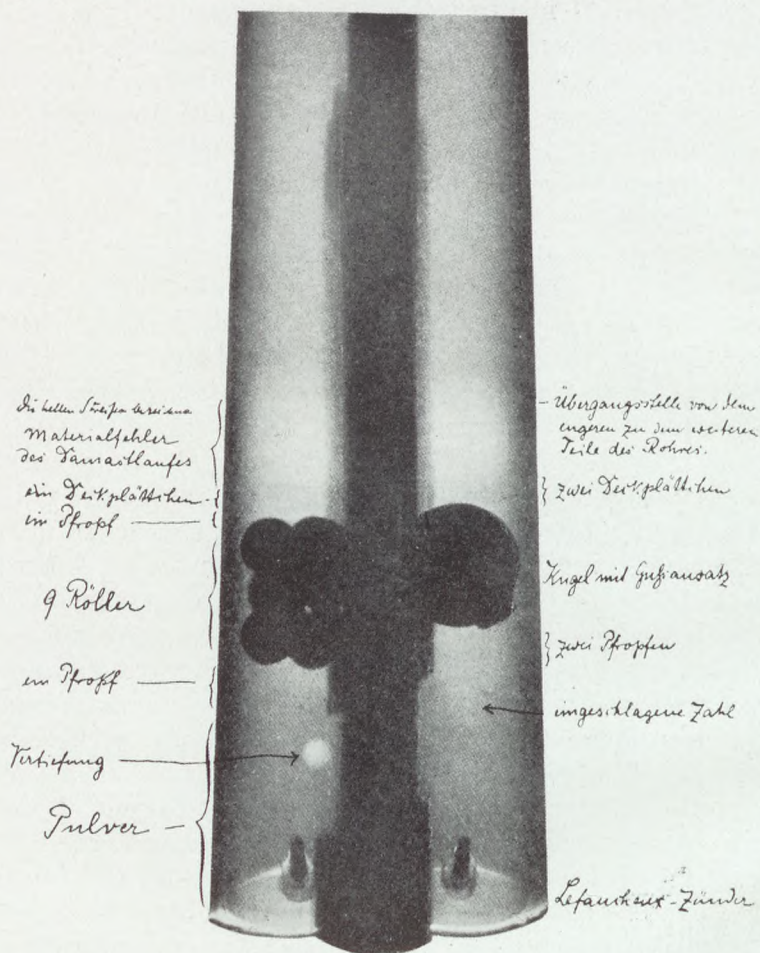
Már kedvezőbben világította meg az X-sugaraknak a fény-nyel való rokonságát RÖNTGENnek az a tapasztalata, hogy nagyon erős mágnes sem tudja az X-sugarakat irányuktól eltéríteni. Ugyanis a fényt sem téríti el. Hasonlóképen *elektromos töltés* is hatástalan az X-sugárra, úgyszintén a fénysugárra is. E kísérletek főképen azért érdekelték RÖNTGENT, mert abban az időben kapcsolatot láttak a katódsugarak és az X-sugarak természete között. Már pedig a katódsugarakra hatást fejtenek ki mind a mágneses, mind az elektromos erők.

Tapasztalta RÖNTGEN azt is, hogy az erősen légritkított kisülési csőből nagyobb áthatoló képességű sugárzás lép ki, mint a több levegőt tartalmazóból. *A nagyritkítású csövet „keménynek“, a kevésbé ritkítottat pedig „lágý“ csőnek nevezte.* Ezt az elnevezést később átvitték a sugárzásra is, amely a csővekből kilép. Az olyan sugárzást, amely fémlemezeken is áthatol, más testeken meg majdnem akadálytalanul megy keresztül, *kemény sugárzásnak* nevezik; az olyat ellenben, amelyet már vékonyabb fémlemezek is elnyelnek, de más testeken még eléggé áthatol, *lágý sugárzásnak* hívják. Persze mind a keménységnek, mind a lágýságnak vannak különböző fokozatai: vannak nagyon kemény, középkemény, nagyon lágý stb. sugarak. A keménység az X-sugarak körében olyanféle fogalom, mint a szín a látható fénysugarak tartományában. (Később látni fogjuk, hogy az X-sugár keménységét pontosan a hullámhosszúsággal vagy a rezgésszámmal mérik, akárcsak a látható fény színét.) Megállapította RÖNTGEN azt is, hogy minél keményebb a kisülési cső, annál nagyobb feszültségre van szükség, hogy az elektromos kisülés a csőben bekövetkezzék. A nagyobb feszültség tehát keményebb sugárzást kelt, sőt vele együtt általában a sugárzás erőssége is növekszik.

Említésre méltó, hogy RÖNTGEN 1897-ből való értekezése szerint már olyan kemény sugarakat tudott előállítani, amelyek 4 cm vastag vaslemezen is még annyira áthatoltak, hogy a fluoreszkáló ernyőt világításra készítették. Ilyen kemény sugarakkal készített egy vadászfegyverről fényképfelvételt, melyen a töltények, csőhibák stb. jól láthatók (12. kép). A fényképezőlemez a sugárforrástól 15 cm-re volt és a meg-

világítás 12 percig tartott. (Ezzel lerakta RÖNTGEN a fémvizsgálat alapjait is.)

RÖNTGEN a kisülési cső sugárzását úgy is megvizsgálta, hogy a sugárzást mind több és több vékony alumíniumlemezről álló



12. kép. Röntgen vadászfegyverének fényképe saját kezeirásával (pozitív másolat).

kötegre ejtette és megfigyelte a világító ernyőn az áthaladó sugárzás erősségét. Azt tapasztalta, hogy a második, harmadik stb. alumíniumlemez átbecsátó képessége fokozatosan nő. Ez csak úgy érthető meg, hogy a sugárzás összetett: különböző keménységű alkatrészekből áll. Ekkor ugyanis az első alumíniumlemez elnyeli a sugárzás lágy részeit, tehát a másodikra eső sugárzás közepes keménysége már nagyobb, mint a beesőé, ezért a második alumíniumlemezen jobban áthalad; még nagyobb

lesz a harmadik lemezre eső sugárzásnak közepes keménysége, tehát ezen még nagyobb része jut keresztül. Azt is megállapította RÖNTGEN, hogy a kisülési csőből kilépő összetett sugárzás egyes alkotórészeinek az erőssége is különböző. (Egy izzólámpa fehér fényében sem egyenlő a különböző színek erőssége.) Ha a különböző keménységű sugarakat egymás mellé szétterítjük, úgy, mint a fehér fény különböző színeit üveghasábbal, akkor keletkezik a *Röntgen-színkép*. Azt szokták mondani, hogy e színkép keményebb oldala megfelel a látható színkép ibolyaszínű tartományának, a lágyabb pedig a vörösnek.

Nem említi RÖNTGEN az X-sugaraknak még egy nevezetes hatását: az *életteni hatást*. Az X-sugarak az élő testekre olyan hatást fejtenek ki, amely lehet előnyös, ha a sugáradag megfelelő, de lehet káros is, ha a sugáradag nagy. Az erős X-sugárzás az élő sejteket elpusztítja, tehát ha nem gyógykezelésről van szó, védekezni kell ellene. Hogy RÖNTGEN nem tapasztalta ezt saját magán, annak oka egyrészt abban rejlik, hogy az első kisülési csövek gyenge sugárzást bocsátottak ki magukból, másrészt pedig abban, hogy RÖNTGEN kísérleteinek nagy részét cinkbádogból készült házikóban elhelyezkedve végezte, amelynek falát a sugárforrás felé eső oldalon még ólomlemez is takarta s ezen kis alumíniumlemezzel elzárt nyílás volt a sugarak belépésére. De nem testét akarta ő védeni a cinkházikóval, hanem kísérleti eszközeit az induktorból és esetleg máshonnan kiinduló zavaró hatásokkal szemben. Egyúttal azonban az X-sugarak nagy fölfedezője ösztönszerűleg védte saját magát is sugarainak káros hatása ellen.

Megismertük az X-sugarak alapvető tulajdonságait. RÖNTGEN híres würzburgi előadásában majdnem mindezekről megemlékezett. Előadását a közönség — mint azt elgondolhatjuk — rendkívüli érdeklődéssel hallgatta, amely időnként viharos tetszésnyilvánításban nyert kifejezést. Tetőpontra hágott a lelkesedés, mikor RÖNTGEN előadásának végén fölkerlte KOELLIKER professzort, a híres anatómust, a würzburgi egyetem nesztorát, hogy kezéről a titokzatos sugarakkal fényképet készíthessen. A kép (9.) kitűnően sikerült. KOELLIKER meghatottan üdvözölte RÖNTGENT a fizika történetének e nevezetes perceiben s javasolta a Társulatnak, hogy az X-sugarakat ezentúl *Röntgen-sugaraknak* nevezzék. Ehhez természetesen a Társulat szünni nem akaró tetszésnyilvánítás közepette hozzájárult. Persze az irodalomban gyakran szerepel az X-sugár elnevezés is; mi is váltakozva használjuk majd ezt a Röntgen-sugár elnevezéssel.

RÖNTGEN előre sejtette sugarainak óriási jelentőségét az orvostudományban s ezért talán ösztönszerűleg kérte föl a zsenye sugaraival végzett első vizsgálatra a híres orvosprofesszort.

5. X-sugarak Röntgen fölfedezése előtt. Minthogy olyanfajta kisülési csöveket, amilyenekkel RÖNTGEN dolgozott, elődei és kortársai közül sokan használtak, kétségkívül sokan előállították az X-sugarakat is. Így föltétlenül igaz, hogy LÉNÁRD kísérletei közben a cső alumíniumablakából kijutó katódsugarak titkos kísérői gyanánt ott rejtőzködtek az X-sugarak is. Ennek döntő bizonyítéka, hogy a kartonlappal letakart fényképezőlemez megfeketedett a csőből kilépő sugarak hatása alatt. Pedig a katódsugarak a kartonlapon bizonyára nem haladtak keresztül. Viszont érintetlen maradt a lemez a fémkeret alatt. Hogy LÉNÁRD az X-sugarakat mégsem vette észre, azon nem lehet csodálkozni. Ugyanis mindkét fajta sugárzás (a katód és az X-sugárzás) a tér ugyanazon helyén volt és ugyanolyan hatásokat keltett. Csak egy segíthetett volna: a mágnes. Ezt azonban LÉNÁRD a kisülési cső fölé tette, minek következtében a katódsugarak már a cső belsejében eltértek eredeti irányuktól, nem ütköztek az alumíniumablakba, hanem az üvegfalba. Ezen keresztül pedig a katódsugarak nem léphettek ki, az esetleges X-sugarakat meg elnyelte a bádogházikó, tehát egyik sem volt észlelhető. S mi lett volna, ha LÉNÁRD a szabad levegőben tovarepülő katódsugarakat térítette volna el a mágnessel? Ez a cselekedet valószínűleg döntő jelentőségű lett volna az X-sugarak fölfedezésének történetében. Bizonyos, hogy a fölfedezés szempontjából nem volt előnyös a bádogházikó. RÖNTGEN megelégedett fekete papírból készült védőburokkal. Így azután az X-sugarak olyan irányokban is ráeshettek a világítóernyőre, amelyekben katódsugarak haladása ki volt zárva. Természetes tehát — mint LÉNÁRD mondja — hogy fölfedezésüknek be kellett következnie.

Bármiképen áll is a dolog, annyi bizonyos, hogy RÖNTGEN vette észre először az X-sugarakat és ez az ő éles megfigyelőképességének tanubizonysága és az ő hervadhatatlan érdeme. Annál nagyobb ez az érdem, minél többen voltak előtte, akik e sugarakat előállították, de nem ismerték föl.

6. Néhány hazai emlék. RÖNTGEN kísérletei hazánkban hamarosan visszhangot keltettek. Ugyanis KLUPATHY JENŐ pusztán a hírlapi közlemények alapján sikeresen megismételte RÖNTGEN kísérleteit a mai kísérleti fizikai intézetben és szép eredményeiről már 1896 január 16-án, tehát RÖNTGEN würzburgi

előadása előtt (1896 január 23) nagy közönség jelenlétében számolt be a Matematikai és Fizikai Társulatban. Ezt az ülést BÁRÓ EÖTVÖS LORÁND elnök a következő szavakkal nyitotta meg: „A hír, hogy mai ülésünkön láthatók lesznek RÖNTGEN kísérletei, melyeknek leírása minden olvasó ember képzeletét megragadva, szerzőjük nevét az egész művelt világban egyszerre híressé tette, díszes vendégkoszorút gyűjtött máskor csak tagjaink által felkeresett otthonunkba.” KLUPATHY a sugarak törvényeinek felkutatására is törekedett: előadásában különösen a sugarak törésére és visszaverődésére vonatkozó kísérleteiről emlékezett meg, amelyek persze eredménytelenek voltak, vagy csak sejteni engedték a törést. Elméleti meggondolásokat is végzett a Röntgen-sugarak természetére vonatkozólag.

A Természettudományi Közlöny 1896 januári füzetében WARTHA VINCE közölte BÁRÓ EÖTVÖS LORÁND kezének Röntgen-fényképét, melyet Eötvös saját maga készített. Egyúttal ismertette a Röntgen-sugarak keletkezését. PEKÁR DEZSŐ már 1896 elején sztereoszkópos Röntgen-képeket készített békáról, kinyitott és ökölbe szorított kézről stb. A képek úgy készültek, hogy az első fölvétel után a sugárzó csövet kissé odébb tolta és még egy fölvételt csinált. A kicsinyített képeket sztereoszkópos képnézővel lehetett szemlélni. Később az ilyenfajta Röntgen-képeknek jelentős szerep jutott az orvosi vizsgálatban. SCHULLER ALAJOS 1896-ban eredeti magyarázatát igyekezett adni a Röntgen-sugarak keletkezésének. STRAUZ ÁRMIN ugyancsak 1896 elején kísérleti vizsgálatot végzett arra nézve, hogy a kisülési cső légritkitásának foka milyen befolyással van a Röntgen-sugarak keletkezésére, főképen a fényképező hatást tanulmányozta. Majd a másodlagos Röntgen-sugárzásra vonatkozólag is végzett kísérleteket (1897).

A Röntgen-fényképek készítése terén is szép sikert ért el hazánkfia, ALEXANDER BÉLA. Külföldi szerzők is nagy elisme-



13. kép. Gyöngyvirág
Röntgen-képe.

réssel írnak az ő térhatású (plasztikus) Röntgen-képeiről. Ezek közül különösen figyelmet érdemel gyöngyvirág-fölvétele (13. kép). E térhatású képek keletkezésében valószínűleg közrejátszanak a szétszórt sugarak is, melyek a fényképezőlemez felől a testre s onnan ismét a lemezre eshetnek. Ezenkívül feltehető, hogy a tárgy egyes részeinek a lemeztől való különböző távolsága, a sugárzóforrás méretei stb. is szerepet játszanak.

7. A Röntgen-sugarak keletkezése. RÖNTGEN az ő sugarainak sok csudálatos tulajdonságán kívül megállapította azt is, hogy az X-sugarak főforrása a kisülési cső üvegfalának legerősebben fluoreszkáló része, ahonnan ezek minden irányban terjednek (még a katód felé is). Minthogy pedig az erős fluoreszcencia a katódsugarak következménye, RÖNTGEN úgy is kifejezte észlelését, hogy *az X-sugarak a kisülési cső üvegfalának ama részéből indulnak ki, ahol a katódsugarak beleütköznek.* Csakhamar megfigyelte azt is, hogy nem szükséges a katódsugaraknak üvegbe ütközni, hanem alumíniumba ütközve ugyancsak X-sugarakat keltenek. Sőt nem is sikerült olyan szilárd testet találnia, amelynek ne lett volna meg ez a sajátsága. Ezenkívül annak sem látta semmi okát, hogy a folyékony és szilárd testek is ne így viselkedjenek. Alapvető RÖNTGENnek az a megállapítása, hogy ugyanolyan katódsugár hatására a platina sokkal bőségesebben ontja az X-sugarakat, mint az alumínium (később kiderült, hogy minden nehéz fém így viselkedik). A platinának ez a tulajdonsága biztosította számára azt a kiváltságos helyet, amelyet a Röntgen-sugárkeltő csövekben több évtizeden át elfoglalt. (Ma már kiszorította a jóval olcsóbb wolfram-fém.)

Minthogy a katódsugár tulajdonképpen nagysebességű elektron, RÖNTGEN tapasztalatát úgy is kifejezhetjük, hogy *X-sugár keletkezik, ha nagy sebességű elektron valamilyen testbe ütközik; mégpedig a sugárzás annál keményebb, minél nagyobb az elektron sebessége.* E nagy sebesség elérése végett kell a kisülési csőre nagy elektromos feszültséget kapcsolni. A rohanó elektronnak mozgási energiája van, amelyet az ütközéskor elveszít. Tehát azt is mondhatjuk, hogy a hirtelen megállított elektron mozgási energiája árán születik a Röntgen-sugár. Önkéntelenül eszünkbe jut a falba furódó puskagolyó, melynek elvesztett mozgási energiája árán keletkezik a mindenfelé terjedő hang. De általában véve egyik esetben sem kapjuk vissza teljesen az eltűnt mozgási energiát sugárzás vagy hang gyanánt, hanem ennek nagyobb része hő alakjában jelentkezik.

A kisülési cső belsejében persze az elektronok óriási raja rohan neki az üvegfalnak, vagy valamilyen más testnek s az egyes elektronoktól keltett pillanatnyi sugárhatások látszólag folytonos sugárzássá olvadnak össze ; éppen úgy, mint mikor a géppuska golyói szüntelenül vagdalják a védőfalat s folytonos hangot hallunk. Hogy az elektronok a szükséges nagy sebességet elérhessék, a kisülési csőben a levegőt meg kell ritkítani. Hiszen a külső légnyomás mellett a rengeteg atóm olyan akadályt gördítene az elektron elé, mint egy vastag földréteg a puskagolyó elé, vagy mint egy hatalmas embertömeg a szárguldó futár útjába. Ha azonban a légszivattyú az utonálló atóмок nagy részét eltávolítja, az elektron vígan repülhet tova.

Önként felvetődik a kérdés, hogy vajjon *pozitív töltésű részecskék hirtelen megálláskor keltenek-e X-sugarakat*. E kérdésre még majd visszatérünk, most csak annyit említünk meg, hogy a rádióaktív testekből kirepülő ú. n. *alfa-sugarak*,* amelyek tulajdonképen pozitív töltésű héliumatóмок, hirtelen megálláskor szintén keltenek Röntgen-sugarakat. Elvileg semmi akadálya sincs annak sem, hogy elég nagy sebességű negatív töltésű anyagi részecskék (negatív iónok) megfékezésékor Röntgen-sugárzás keletkezzék.

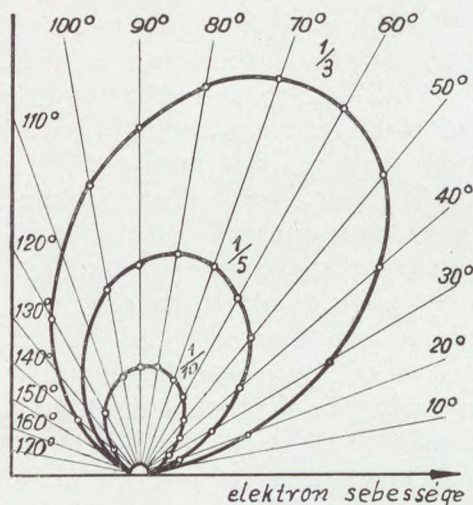
Egész általánosan tehát azt mondhatjuk, hogy *ha nagy sebességgel mozgó elektromos töltésű részecskék valamilyen testbe ütköznek, Röntgen-sugárzás keletkezik*. Ez a test lehet szilárd, folyékony vagy esetleg légnemű is. A gyakorlatban a Röntgen-sugarakat mégis úgy állítjuk elő, hogy nagy sebességű elektronok útjába nagy atomsúlyú fémlamezt teszünk.

8. A sugárzás térbeli eloszlása. Már RÖNTGEN megállapította, hogy az X-sugarak az elektron fékezési helyéből minden irányban kiindulnak. Az elektronokkal bombázott fémlamezből nemcsak az ütközési oldalon repülnek ki a sugarak, hanem a másik (a hátsó) oldalán keresztül is. Ezeket az utóbbi sugarakat legtöbbször elnyeli a fémlamez, mert elég vastag ; ha azonban vékonyabb, pl. tized mm-es, akkor nagyon jól észlelhetők a hátrafelé repülő X-sugarak is.

RÖNTGEN a sugárzás erősségének térbeli eloszlását is megvizsgálta az elektron fékezési helye körül világító ernyővel, de jelentősebb különbségeket nem talált. Figyelemreméltó eredményre jutott STARK (1909), aki a kisülési csövet fényérzékeny filmmel vette körül, sőt a filmet a cső belsejébe is betette, hogy az üveg elnyelését kiküszöbölje. Ahol a film jobban megfekete-

* Weszelszky: Rádióakt. Imre L. is végez hazánkban rádióakt. kutatásokat.

dett, ott a sugárzást erősebbnek tekintette. A film feketedésének változásából a következő tapasztalati eredményre jutott. A fékezési hely mint középpont körül gondoljunk egy gömböt, melyen megjelöljük a szélességi köröket, tehát az egyenlítőt is. Bármelyik szélességi kör mentén a sugárzás erőssége változatlan, de nagy eltérés van a különböző szélességi körökön észlelhető erősségek között. Első közelítésben azt mondhatjuk, hogy



14. kép. A Röntgen-sugárzás erőssége a különböző irányokban az elektron fékezési helye körül.

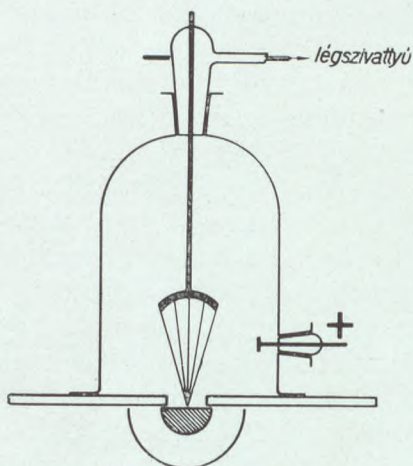
legerősebb a sugárzás az egyenlítő mentén, vagyis a fékezési helyből kiinduló olyan irányokban, amelyek merőlegesek az elektron pályájára, a katódsugárra. Amint eltávolodunk ez irányoktól és közeledünk a beeső katódsugár pályájához, mindinkább gyengül a sugárzás, mígnem a katódsugár irányában és vele ellenkező irányban teljesen elenyésszik. Azonban STARK megállapította azt is, hogy ez az eloszlási szabály nem szigorúan érvényes, ha az elektron sebessége közeledik a fény terjedési

sebességéhez (300.000 km mp-ként). Ekkor ugyanis a legerősebb sugárzás iránya nem merőleges a beeső katódsugárra, hanem a katódsugár felé előre hajlik. Így pl. azt tapasztalta, hogy kb. 72.000 km mp-kénti elektronsebesség esetén (15.000 volt feszültség a kisülési csövön) a legerősebb sugárzás iránya nem 90°-ot, hanem csak 55°-ot zár be a katódsugár irányával. KAYE (1909) is hasonló eredményre jutott. A sugárzás erősségének eloszlását az előbb említett gömb egy délkörének síkjában, mely a katódsugár irányán megy át, a 14. kép mutatja azokban az esetekben, mikor a katódsugár sebessége $1/10$, $1/5$ és végül $1/3$ része a fény sebességének. Az elektron megállítási helyétől az egyes görbékig húzott vonalak hossza arányos a sugárzás erősségével e vonalak irányában.

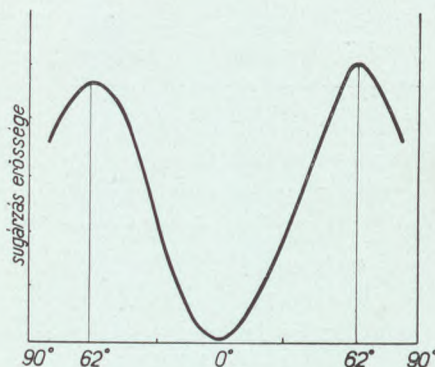
Később LOEBE (1914) vizsgálta meg gondosan a Röntgen-sugárzás erősségének eloszlását a katódsugár iránya körül. Kísérleti berendezése a 15. képen látható. Fontos, hogy a

katódsugarak közvetlenül ráeshetnek a szétszedhető kisülési cső alján elhelyezett grafit-félhengerre, amelyet kívül fényérzékeny film vesz körül. Ilyen módon a katódsugár irányában is lehet vizsgálni a sugárzás erősségét. A film feketedése a grafitból kilépő sugárzás iránya szerint változik. Ha a feketedést az észlelési szög függvényeképpen ábrázoljuk, akkor a 16. képen látható görbevonalat kapjuk, amely 31.000 volt feszültségnek felel meg. Látható e görbéből, hogy a katódsugár irányában (0° -ú észlelési szög) a sugárzás erőssége zérus, ellenben ettől jobbra és balra körülbelül 62° -nyira legerősebb a sugárzás, majd ismét gyengül. Tehát nem a katódsugár irányára merőlegesen lép ki a legerősebb sugárzás. LOEBE azt is tapasztalta, hogy a görbének két csúcsa mindinkább összetolódik, ha a feszültséget növeli; vagyis ekkor a legerősebb sugárzás iránya mindjobban közeledik a katódsugáréhoz. Ezenfelül LOEBE azt is megvizsgálta, hogy a különböző irányokban miképpen oszlik el az energia a sugárzás keményebb és lágyabb része között. Ezt a kérdést újabban (1928) KULENKAMPF tanulmányozta.

Megállapítottuk, hogy a Röntgen-sugárzás akkor keletkezik, ha nagysebességű elektronok ütköznek valamilyen testbe. De említettük, hogy minden testben is vannak elektronok. Vajjon az ütközés következtében nem nyerhetnek-e ezek is nagy sebességet, amelyet szintén ütközés útján elveszítenek? Feltétlenül. De ekkor újabb X-sugárzás lép ki, amely nem közvetlenül a beeső, hanem a testben lévő elektronoknak köszöni eredetét. Éppen ezzel a sugárzással óhajtunk most foglalkozni.



15. kép. Loebe kísérleti berendezése a sugárerősség eloszlásának megvizsgálására.



16. kép. A sugárzás erősségének változása az iránnyal.

9. A jellemző (karakterisztikus) sugárzás. RÖNTGEN megállapította, hogy a kisülési csőből kilépő X-sugárzás összetett: különböző keménységű alkatrészekből áll; sőt azt is megfigyelte, hogy az egyes részek erőssége is különböző. Később BARKLA és SADLER (1908) kísérletei nyomán kiderült, hogy minden anyag sugárzásában vannak bizonyos meghatározott keménységű alkotórészek, amelyek feltűnő erősen lépnek föl és jellemzők a sugárzóforrás anyagi minőségére, akárcsak a nátrium sárga fénye ez anyagra. Éppen ezért nevezték e sugárzásokat az anyagok *jellemző (karakterisztikus)* vagy *saját sugárzásának*.

E sugárzási fajtákra a *másodlagos sugárzás* tanulmányozása vezette rá BARKLÁT és SADLERT. Már RÖNTGEN gyanította, hogy ennek összetétele nem egyezik meg a beeső sugárzásával. BARKLA és SADLER kísérletileg igazolták, hogy ez csakugyan így van. Eljárásuk abban állt, hogy mind a közvetlen, mind a másodlagos sugárzást (réz, ezüst és más fémek sugárzását) először átszűrték több egymásra tett alumínium- vagy cinklemezen, tehát az elnyelő réteg vastagságát kényelmesen tudták változtatni; azután megvizsgálták, hogy egy vékony (kb. 0.01 mm-es) alumínium- vagy cinklemez milyen törtrészt nyeli el a megszárt sugárzásnak. Az átbocsátott sugárzás mérésére egy elektroszkóp töltésvesztését használták. A *közvetlen sugárzás* esetén azt tapasztalták, hogy minél vastagabb fémen szűrték át előzetesen a sugárzást, a maradéknak (az áthatoló sugárzásnak) annál kisebb törtrészt nyelte el a vékony fémlemez. Ez a tapasztalat megerősítette RÖNTGEN korábbi megfigyelését: a szűrés után a sugárzás keményedett. A *másodlagos sugárzás* már nem így viselkedett. Hiába vastagították az első alumínium-szűrőt, a vékony fémhártya mindig csak ugyanazt a törtrészt nyelte el a sugármaradéknak. Ez a körülmény azt bizonyítja, hogy a másodlagos sugárzás főalkotórésze egy meghatározott keménységű sugárzás, amelynek áthatoló képességét (keménységét) nem változtatja meg az, hogy vékonyabb vagy vastagabb fémllemezen szűri át. Ez tehát *egynemű (homogén) sugárzás*; megfelel neki az egyszínű fény. Keménysége jellemző a kibocsátó fémre; éppen ezért *jellemző* vagy *saját sugárzásnak* is nevezik. A könnyebb fémek körében csak egyféle ilyen jellemző sugárzást észleltek, melyet BARKLA *K-sugárzásnak* nevezett el; a nehezebb fémeken ezenkívül még egy lágyabb jellemző sugárzást is megfigyeltek: ez az *L-sugárzás*. Ez az elnevezés a mai napig fennmaradt, de — amint látni fogjuk — újabb tartalmat kapott.

BARKLA e sugárzások keménységét az alumíniumra vonatkozó elnyelési együtthatóval jellemezte, mivel a sugarak hullámhosszúsága ismeretlen volt előtte. Később majd közelebbről megismerkedünk az elnyelési együtthatóval, most csak előzetes tájékozásul mondunk róla pár szót. Ez egy olyan mennyiség, amelynek fölhasználásával ki tudjuk számítani, hogy egy fémlemez a ráeső sugárzásból kb. mennyit enged át és mennyit nyel el. Az elnyelési együttható természetesen függ a lemez anyagi minőségétől, sőt esetleg hőmérsékletétől is, meg a sugár keménységétől. Első tájékoztatásul mondhatjuk, hogy értéke egy bizonyos testre vonatkozólag keményebb sugarakra kisebb, lágyabb sugarakra meg nagyobb (Később megtudjuk, hogy ez általános nem így van.) Így azután például az alumíniumra vonatkozó elnyelési együttható értéke alkalmas a sugárkeménység számbeli megjelölésére éppen úgy, mint a látható színekben a hullámhosszúság a szín megjelölésére. Egy bizonyos anyag *K*-sugárzását kisebb elnyelési együttható jellemzi, mint az *L*-t. (Az alumínium azért alkalmas az elnyelési vizsgálatra és a keménység számbeli jellemzésére, mert elnyelésében nincsen hirtelen ugrás, leszámítva a nagyon lágy sugarakat. Olyan ez a Röntgen-sugarak körében, mint a szürke üveg a látható fénysugarakéban.)

BARKLA volt az első, aki felismerte a testek jellemző sugárzásait és egyúttal keménységüket mérhetővé tette. Később látni fogjuk majd, hogy a sugárkeménység mérésére a Röntgen-sugarak körében is használhatjuk a hullámhosszúságot.

Figyelemre méltó az említett kutatóknak az a megállapítása is, hogy egy anyag jellemző sugárzásai nem lépnek föl akármilyen Röntgen-sugárzás beesésekor, hanem csak akkor, ha *a beeső sugárzásban legalább is olyan keménységű összetevő rész van, mint a kívánt K- vagy L-sugárzás.* Sőt a tapasztalat szerint még ennél valamivel keményebb gerjesztőre van szükség, amiből az következik, hogy a gerjesztő sugárzás mintegy meglágyulva jelentkezik újra a jellemző sugárzás alakjában. Egészen hasonló viszonyok vannak a fluoreszcencia körében is: a beeső láthatatlan, ibolyántúli sugárzás árán látható, ibolyaszínű sugarat küld felénk a fluoreszkáló anyag. E hasonlóság miatt nevezzük a jellemző sugárzást *fluoreszcencia-sugárzásnak is.*

A könnyű testek jellemző sugárzása általában véve nagyon lágy, melyet a levegő is nagyon elnyel. Éppen ezért — hacsak magát a test által szétszórt sugárzást akarjuk tanulmányozni —

sugárzóforrás gyanánt ilyen könnyű testeket kell választani, mert különben a jellemző sugárzás megzavarja a vizsgálandó jelenségeket. Ezért használt BARKLA és más is a szétszórt sugárzás bizonyos sajátosságainak tanulmányozásakor papírt, szenet, paraffint, amelyre a sugárforrás közvetlen sugárzása ráesett. (L. 125. old.) Vagy pedig nem szabad a testre olyan kemény sugárzást ejteni, hogy a szórt sugárzásban a jellemző sugárzás is föllépjen.

Csakhamar megállapították (KAYE 1908 és WHIDDINGTON 1915), hogy a *jellemző sugarak* nemcsak a szétszórt másodlagos sugárzásban, hanem a *kisülési csőből kilépő sugárzásban is előfordulnak*. Sőt — mint később kiderült — meglepő erősséggel lépnek föl. Csak egy föltételnek kell teljesülni: a testbe ütköző elektronok sebességének kell bizonyos határt elérni, mely az anyagi minőség szerint változik.

A jellemző sugárzás abban is különbözik az elektron megfékezésekor kibocsátott sugárzástól, hogy erőssége ugyanakkora a különböző irányokban. E miatt nem észlelte RÖNTGEN a sugárzás erősségének változását az iránnyal. Ugyanis a sugárforrás jellemző sugárzása nagyon erősen gerjedt és hátterbe szorította a beleütköző elektronoktól származó részt.

Minthogy a jellemző sugárzások keménysége az említett határ fölött teljesen független a bombázó elektronok sebességétől, az anyagi minőség szerint ellenben változik és térbeli eloszlása egyenletes, föl kell tennünk, hogy *e sugárzások nem közvetlenül a testbe ütköző elektronoktól származnak, hanem magának a testnek elektronjaitól*. A katódsugár elektronjai itt csak biztató szerepet játszanak, de a tettet: a jellemző sugárzás kibocsátását már a test belső elektronjai hajtják végre.

10. A Röntgen-sugárzás összetétele. Az X-sugárzás keletkezéséről alkotott képet tehát ki kell egészítenünk. Igaz, hogy a sugárzás akkor keletkezik, ha nagysebességű elektromos részecske valamilyen testbe ütközik, de a kilépő sugárzás rendszerint *két főrésze*re oszlik. Egyik rész a nagy sebességgel rohanó, de megfékezett elektron energiája árán közvetlenül keletkezik: *ez a fékezési sugárzás*, melynek összetétele teljesen független az elektront megfékező testtől. A másik részt a fékező test elektronjai bocsátják ki, *ez a jellemző sugárzás*, amely kizárólag a sugárzó test anyagi minőségétől függ.

Mielőtt e kétféle sugárfajta tanulmányozásához hozzáfognánk, meg kell ismerkednünk a Röntgen-sugárzás előállítására való eszközökkel: a Röntgen-lámpákkal és készülékekkel.

II. FEJEZET.

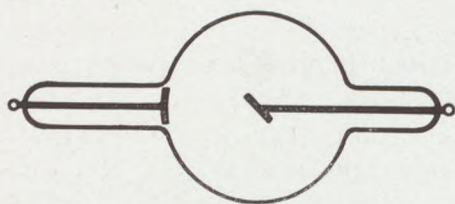
A Röntgen-lámpák.

Az X-sugárzás előállítására való eszközöket Röntgen-lámpáknak vagy csöveknek nevezzük. E lámpákat úgy kell készíteni, hogy kényelmesen lehessen bennük szabad elektronokat termelni, ezekkel igen nagy sebességet közölni, majd sebességüket hirtelen megsemmisíteni. A korunkban használatos Röntgen-lámpákban ezt a célt kétféle módon érik el: vagy kevés gázt hagynak a lámpában és a katódot hidegen tartják, vagy teljesen gázmentesítik a lámpát és a katódot izzítják. Így azután a Röntgen-lámpáknak két nagy csoportja van: gáztartalmú vagy hidegkatódos lámpák és gázmentes vagy izzókatódos csövek.

1. A Gáztartalmú (hidegkatódos) lámpák.

11. A lámpák szerkezete és működése. Az első ilyen lámpát maga RÖNTGEN szerkesztette 1895-ben. Mi sem bizonyítja jobban a szerkesztés kiválóságát, mint az a körülmény, hogy a lámpát minden lényegesebb változtatás nélkül a sugárzás fölfedezése után majdnem két évtizeden át általánosan használták. RÖNTGEN második híres közleményében (1896 március 9-én kelt kézírata szerint) a következőket írja: „Néhány hét óta sikeresen használlok egy kisülési csövet, melyben alumíniumból készült homorú tükör a katód és egy platinalemez az anód, mely a tükör görbületi középpontjában van és 45^0 -os szöget alkot a tükör tengelyével.“ Ezt az elvet használták hosszú időn keresztül és használják ma is a gáztartalmú lámpák készítésekor. Egyébként az anódot és a katódot rendszerint üveggömb belsejében zárják el, amelynek átmérője 15—20 cm között változik (17. kép). Az üveggömbnek két csőszerű nyúlványa van az anód és a katód tartórúdjának kényelmesebb beforrasztására.

A csőből a levegő nagy részét kiszivattyúzzák, úgy-hogy a belső nyomás 0.01 és 0.005 mm magas higanyoszlop nyomása között változik. Az ilyen légritkított tér neve: *Röntgen-vákuum*. Tehát a leírt Röntgen-lámpában mégis marad valami kis levegő, ami feltétlenül szükséges is működéséhez: a Röntgen-sugár gerjesztéséhez. Éppen ezért hívják e lámpákat *gáztartalmú lámpáknak*. Ha a gáz utolsó nyomait is eltávolítanánk a lámpából — amennyire csak a mai tökéletes légszivattyúk megengedik — akkor Röntgen-sugarat egyáltalában nem kapnánk. Ennek oka mindjárt kiderül.



17. kép. Röntgen lámpájának szerkezete. Az üveggömbben balról van a vált katód, jobbról a lemezszerű anód.

Megjegyzendő, hogy a levegő helyett más gáz (hélium, hidrogén stb.) is lehet a lámpában.

Amint a lámpára állandó nagyfeszültségű elektromos áramot kapcsolunk, megindul az élet: a belső légritkított térben azonnal megkezdődik a szórványosan előforduló po-

zítív ionok és negatív elektronok vándorlása, amelyek csekély számban mindig találhatók a lámpában, valószínűleg a mindenütt észlelhető kozmikus sugárzás következtében,* de a nagy elektromos térerősség hatására is keletkezhetnek. Ezek a vándorok nem sokáig maradnak elhagyatva: ugyanis összeütközve az útjukba eső közömbös gáztatókkal, ezeket széthasítják pozitív ionokra és elektronokra s csakhamar az ellenkező töltésű részecskékné két hatalmas raja rohan egymással szembe. Most jut fontos szerep a pozitív ionoknak: ugyanis ezek a katódba vágódva feláldozzák magukat a negatív elektronokért, amelyek csak úgy tudnak a katódból kiszabadulni, ha egy-egy ilyen lövedék meglazítja vagy elszakítja a katód atómjaihoz fűző kötelékeiket. Ez a fontos szerep jut e lámpákban a csekély gáztartalomnak. Ha pozitív töltésű gáztatók nincsenek, ha a vákuum igen nagy, akkor nincs, ami kiváltsa az elektronokat a katódból s egyáltalában nem is indul meg az áramlás, sem pedig a sugárzás. Ha meg túlságosan sok a gáz, akkor a pozitív ionok nem mozoghatnak elég szabadon és nem bombázzhatják eredményesen a katódot. Olyan a gáz szerepe e lámpákban, mint a súrlódásé a mozgás közben: ha túlkicsi az is baj, ha

* *Forró Magdolna*: Mat. és Fiz. Lapok 41. k. 73. o. 1933. Barnóthy Jenő is foglalkozik hazánkban a kozmikus sugárzással.

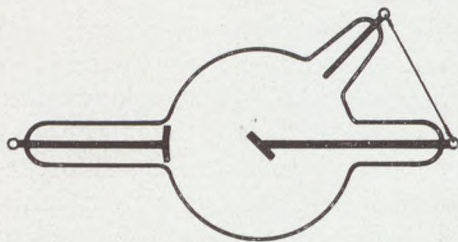
túlságosan nagy, az sem jó. Az ütközések közben mindig eltűnnek és újraszületnek a pozitív iónok és az elektronok, úgyhogy csakhamar egy állandó állapot alakul ki: a Röntgen-lámpán állandó erősségű, de gyenge (néhány milliampère-es) áram halad át, ha az áramforrás feszültsége is állandó. A lámpán átfolyó áramot *Röntgen-áramnak* hívják.

A katódból kivált elektronok óriási sebességgel beleütődnek az anód platinalemmezébe, amelyből viszont a tér egyik felébe minden irányban özönlenek a Röntgen-sugarak. Ezeket nem látjuk, csak azt vesszük észre, hogy a lámpa üveggömbjének egyik fele élénk zöldes színben világít. Mi ennek az oka? Talán az X-sugarak okozzák ezt, mint azt könnyen gondolhatnánk? Nem! Hanem a katódsugarak egy része az anódon szétszóródik, esetleg belőle újabb elektronokat röpít ki, amelyek az üvegfalba ütközve keltik a zöldes fluoreszcencia-fényt. De hiszen az üvegfalra eső elektronok ott leköttődvé negatív töltést adhatnak a falnak, amely folytonosan növekszik és visszataszíthatja a feléje közeledő elektronokat. Ez azonban nem következik be a pozitív töltésű iónok miatt, amelyek szerteszéjjel járva a lámpa belsejében, közömbösítik a falnak eme fejlődő negatív töltését és az újabb elektronoknak mindig utat nyitnak feléje.

Régi idő óta használják már a kisülési csövekben az alumíniumot az áram bevezetésére. Ezt alkalmazzák a Röntgen-lámpákban is, mégpedig katód gyanánt. Ennek oka a következő: a legtöbb fém (platina, réz, ezüst) katód gyanánt használva a kisülési cső belsejében porlódik s a finom fémrészecskéek vékony réteggel vonják be a cső belsejét. Az alumínium kivétel: nem porlódik, vagy legalább is csak elhanyagolható csekély mértékben. Tehát nagyon alkalmas katódnak. De ekkor célszerű volna az anódot is alumíniumból készíteni, minthogy váltakozó irányú árammal táplálva a csövet (ilyet adnak pl. az induktorok), a negatív és pozitív sarok szerepe úgyis váltakozik, a gázos lámpa meg mindkét irányú áramot átengedi. Csakhogy az alumínium már 658⁰-on megolvad. Pedig a bombázó katódsugarak csakhamar előteremtik ezt a hőmérsékletet. Ezenfelül az alumínium azonos viszonyok között sem ad olyan erős sugárzást, mint a platina. Ezért választotta RÖNTGEN anódnak a platinát. Igen ám, de a platina meg könnyen porlik s így fennforog az a veszély, hogy a káros áramok hatására hamar tönkremegy az anód, ezenfelül meg vezetőréteg vonja be a lámpa egész belső oldalát. Egyszerű

fogással segítettek ezen. Ugyanis a platinavégű anód közelében beforrasztottak a lámpába még egy alumíniumrudat, amely kívül az előbbivel összekapcsolható (17a. kép). Már most a nem kívánt irányú káros áram alkalmával az alumíniumrúd is katód gyanánt szerepel s így a platina kevésbé porlódik. Sőt ezt az új elektródot nevezték el anódnak, a másikat, a platinásat meg *antikatódnak*.

A katód nem körlemez, hanem — mint mondtuk — vajt gömbsüveg. Tehát a katódsugarak közelítőleg a süveg



17a. kép. A segéd-anódos lámpa.

görbületi középpontjában találkoznak össze. De éppen itt van az antikatód (valójában kissé távolabb). Tehát az antikatód felszínének egy pontja, helyesebben egy kis darabja áll a katódsugarak tüzelése alatt: vagyis a Röntgen-sugárzás kiindulási helye eléggé pontszerű sugarforrás.

Ez meg azért fontos, mert hiszen a Röntgen-képek többnyire árnyékképek, amelyek annál élesebbek, minél jobban megközelíti a fényforrás a világító pontot. Erre törekszenek az újabb Röntgen-lámpákban is. Az antikatód felszínének azt a részét, ahonnan a Röntgen-sugarak kiindulnak, nevezik *gyújtófoltnak* vagy röviden a lámpa *fókuszának*.

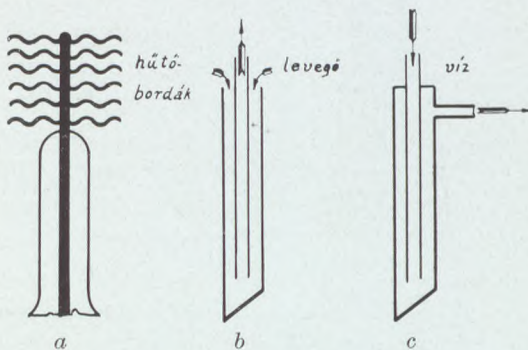
12. A hűtés. Az antikatód meglehetősen gyorsan melegszik a katódsugarak ostroma alatt: csakhamar izzani kezd, sőt kellő óvatosság hiányában meg is olvad. Pedig mi nem fűteni akarunk a Röntgen-lámpával, hanem X-sugarakat termelni. De vele is úgy vagyunk, mint a világító izzólámpákkal: a fénysugár csak morzsa a hőkirály asztaláról. Úgy látszik, a meleg többnyire elmaradhatatlan kísérője a sugartermelésnek és a felhasznált energia nagy részét fölemészti. Később pontosabban is megmondjuk majd, hogy e felhasznált elektromos energiának milyen csekély részét kapjuk vissza Röntgen-sugárzás alakjában, most csak azt említjük meg, hogy a melegedő antikatód hűtéséről gondoskodni kell. Többféle hűtési mód van, amelyeket az újabb lámpákban is használnak.

Legegyszerűbb a *levegőhűtés*. Ennek egyik faja: a *bordás* hűtés abban áll, hogy az antikatód kivezető rúdjaera hullámosan meghajlított fémlemezeket erősítenek, melyek az antikatód vastag vörösrézrúdján át vezetés útján hozzájuk jutó

hőt nagy felületükön át kisugározzák (18a. kép). Jobb ennél az *áramló levegővel* való hűtés. Az antikatódhoz egy tágasabb fémcső vezet, amelyben másik keskeny cső halad, de vége nem éri el az antikatódot; a belső vékonyabb csőre motoros szivattyút kapcsolnak, amely folyvást újabb és újabb hideg levegőt szív az antikatód üregébe (18b. kép).

Nagyobb felmelegedéskor ajánlatos a *víz-hűtés*. Az így hűtött lámpák egyik csoportjának antikatódja kívül kisebb víztartályban végződik, amelybe $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{2}$ liter vizet lehet önteni.

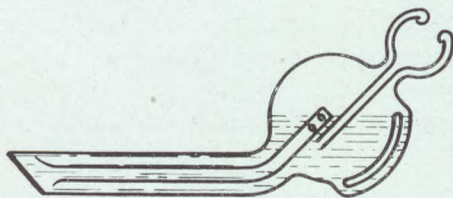
A katódsugarak nagy melegítő hatását mi sem bizonyítja jobban, mint az, hogy ez a víz használat közben hamarosan forrni kezd. Gondoskodnak róla, hogy a gőz ismét lecsapódva, a tartályba visszajusson. Ezért a hűtőberendezést a 19. kép szerint készítik: az antikatód hátsó falán keletkező gőzbuborékok a



18. kép. Az antikatód hűtése.

középső csőben felszállnak s ha útközben le nem csapódnának, akkor a jobboldali tölcser két fala közé jutva bizonyára vízzé válnak, amely ismét a tartályba jut. A víztartályt olyan ügyesen készítik, hogy a lámpát mind függőleges, mind vízszintes helyzetben lehet használni.

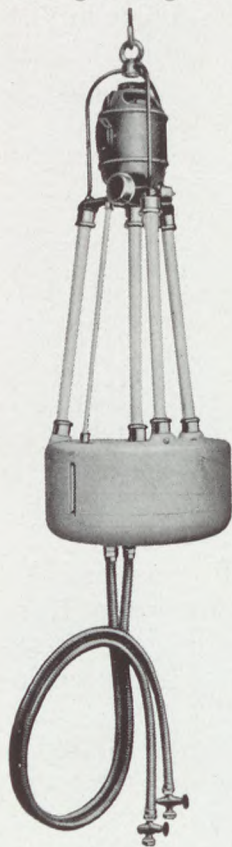
Sokszor olyan nagy a lámpa terhelése és ezenfelül olyan tartósan kell használni, hogy a kis víztartály nem elegendő a hűtésre: ilyenkor *áramló vízhez* folyamodunk. Az e célra készült antikatód hasonló szerkezetű, mint a légárammal hűtött, azonban a víz áramlása éppen ellenkező irányú benne. Ugyanis a vízszugár a vékonyabb csövön hatol be, közvetlenül ráömlik az antikatód hátlapjára, majd a szélesebb csövön folyik ki (18c.



19. kép. Víz-hűtés áramlás nélkül (l. 34. kép).

kép). A dolog gyakorlati kivitele azonban bizonyos körültekintést kíván meg. Első pillanatra ugyanis azt gondolhatnánk, hogy az antikatód kivezető csövét bátran összekapcsolhatjuk a vízvezetéki csappal, hiszen általában

vízhűtéskor így szokás. Ha az antikatód vagy a nagyfeszültségű áramforrás pozitív sarka amúgy is össze van kapcsolva a földdel, akkor ennek semmi akadálya sincs. Ellenkező esetben azonban figyelembe kell vennünk, hogy a pár méter hosszú vízvezető csővön keresztül az antikatódtól a föld felé áram folyik, amely a Röntgen-sugár szempontjából teljesen elveszett. Ha az áram-



20. kép.
A szoba mennyezetére
függeszthető hűtő-
szivattyú.

forrás teljesítménye ennek ellenére is elegendő és a szigetelés is elbírja az egyoldalú földelés következtében a másik sarkon fellépő magasabb feszültséget (l. 91. old.), akkor semmi akadálya sincs annak, hogy az antikatódot pár méter hosszú üvegcsővel hozzákapcsoljuk a vízvezetéki csaphoz. 10—20.000 voltos terheléskor megengedhető ez, 100.000 voltos esetén azonban már nagy a veszteség. Ekkor nem lehet a vízvezetéki csapot segítségül venni, hanem a hűtővizet a földtől el kell szigetelni. Ennek legegyszerűbb módja az, hogy egy magasabban elhelyezett 10—20 literes üvegből engedjük a vizet — természetesen az antikatód csövein keresztül — egy másik alacsonyabban álló üvegbe folyni; majd az üvegeket felcseréljük. Tökéletesíthetjük ezt a kezdetleges eljárást, ha a víz mozgatására a nehézségi erő helyett motorral hajtott *hűtőszivattyút* használunk, amely a vizet állandó áramlásban tartja (20. kép). Természetesen az egész szivattyút a földtől és a motortól gondosan el kell szigetelni; a szigetelés elmaradhat, ha hűtőfolyadékkul olajat használunk szigetelőcsövekben.*

Hogy milyen mértékben kell a hűtésről gondoskodni, arra nézve elegendő figyelembe vennünk, hogy 1 kilowattos terheléskor egy liter víz hőmérséklete 1 perc alatt körülbelül 15°-kal emelkedik, mert az áram teljesítményének nagy része melegítésre használandó föl.

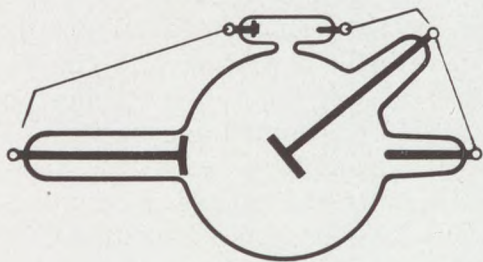
* Legkényelmesebb az újabb *Bouwers*-féle hűtés, mely abban áll, hogy az antikatód tömege nagy és a lámpán kívül nagy körtealakú vagy bordázott fémdarabban folytatódik, amelynek nagy a hőbefogadó képessége, de egyúttal nagy a hőkiadása is, mert egyrészt nagy felületen át sugárzik, másrészt ugyancsak nagy felületen érintkezik a környező levegővel, amely hőjét elvezeti. Az ilyen lámpákat *nehéz anódos* lámpáknak is hívják (44b. kép).

Önként fölvetődik a kérdés, hogy nem szükséges-e a katódot is hűteni? Hiszen ezt meg a pozitív ionok bombázzák, tehát szintén melegszik. Ez igaz, de minthogy a pozitív ionok által termelt meleg az egész áramenergiának kis része, ezért a katód melegedése csak nagyobb megterheléskor számottevő. Ilyenkor hűtéséről gondoskodni is kell.

13. A lámpák felfrissítése (regenerálása). A gáztartalmú lámpák használata közben kellemetlen jelenséggel találkozunk. Ugyanis a használat alatt megváltozik a gáztartalom, minek következtében más lesz az a feszültség is, amely mellett a lámpa jól működik. De a feszültséggel együtt megváltozik a kilépő sugárzás áthatoló ereje, keménysége is. A változás kétféle lehet. Nagy megterheléskor az elektródok és az üveggel melegszenek és gázt adhatnak ki magukból: a gáztartalom növekszik, kisebb feszültség is elegendő a lámpa táplálására és a sugárzás lágyabb lesz. Ilyenkor azt mondjuk, hogy a lámpa *meglágyult*. Csekélyebb megterheléskor meg — ami a gyakoribb eset — azzal a meglepő jelenséggel találkozunk, hogy a lámpa gáztartalma hosszabb használat után csökken. Ekkor meg mind nagyobb és nagyobb feszültségű áramot kell a lámpára kapcsolni, hogy egyáltalában sugárzást kapjunk belőle. Viszont igaz, hogy a sugárzás áthatoló képessége növekszik. Ilyenkor azt mondjuk, hogy a lámpa *megkeményedett*. A keményedést úgy magyarázzuk, hogy a fémelektródok a lámpa használata közben porlódnak és a finom fémrészecskék letelepednek a lámpa belső falára, magukkal ragadva az amúgy is kevés gáz egy részét: a keményedés oka tehát a porlódással együttjáró gázlekötés. Ez a keményedés annyira fokozódhatik, hogy a lámpát egyáltalában nem lehet használni, mert esetleg csak igen nagyfeszültségű áram menne át rajta.

Hogy a meglágyult vagy megkeményedett Röntgen-lámpát ne kelljen egyszerűen félretenni, meg kellett találni annak a módját, miképen lehet a lámpát ismét eredeti állapotába juttatni, vagyis felfrissíteni (regenerálni). A meglágyult lámpában ismét le kellene kötni a felszabadult gázt. Az elmondottak szerint ennek legegyszerűbb módja az, hogy a lámpát kisebb terheléssel tartósan (órákon át) működtetjük. Ekkor a lámpa magától megkeményedik. A keményedést gyorsítani is lehet, mint azt rögtön látni fogjuk. A megkeményedett lámpát meg úgy lehet felfrissíteni, hogy növelni kell a gáztartalmát: gázt kell valamiképen szabaddá tenni *benne*, vagy *kívülről* belejuttatni.

A gáztartalom belső szabályozása a következő egyszerű módon megy végbe. A lámpa gömbjéhez kis oldalcsövet forrasztunk, amelybe két fémrúd nyúlik be (21. kép). Az egyiknek korongalakú végére kis csillámlemezt teszünk. Ha a fémrudakhoz csatlakozó hajlítható drótokat a lámpa sarkaihoz közel állítjuk, a kisülés az oldalcsövön is átmegy. Ha a csillámos elektród drótnyúlványa a katódhoz áll közel, akkor a csillámlemezből gáz szabadul ki: a cső lágyul. A drótokat beállíthatjuk úgy, hogy a lámpának egy bizonyos keménységi fokánál a regeneráció magától megindul, viszont kellő gázkiadás után magától megszűnik. Ha az oldalcsőben a másik (szabad) elektród gyanánt platinát választunk és ezt kapcsoljuk össze a negatív sarokkal, a fémporlódás a cső keményedésével jár: így túlságosan meglágyult lámpákat keményíteni is lehet. (Minden attól függ, hogy az oldalcsövet milyen irányban járja át az áram.)

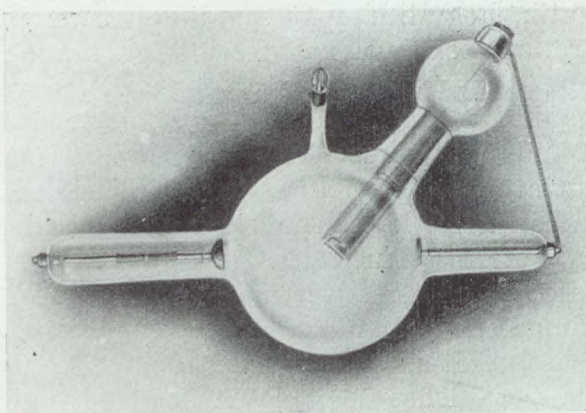


21. kép.

Kisülés útján felfrissíthető Röntgen-lámpa.

drótnyúlványa a katódhoz áll közel, akkor a csillámlemezből gáz szabadul ki: a cső lágyul. A drótokat beállíthatjuk úgy, hogy a lámpának egy bizonyos keménységi fokánál a regeneráció magától megindul, viszont kellő gázkiadás után magától megszűnik. Ha az oldalcsőben a másik (szabad) elektród gyanánt platinát választunk és ezt kapcsoljuk össze a negatív sarokkal, a fémporlódás a cső keményedésével jár: így túlságosan meglágyult lámpákat keményíteni is lehet. (Minden attól függ, hogy az oldalcsövet milyen irányban járja át az áram.)

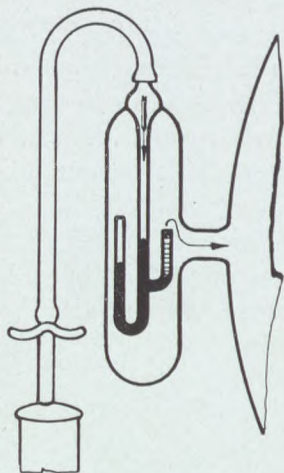
Kívülről új gáztömeget a Villard-féle eljárás szerint lehet bevinni a lámpa belsejébe. Ismeretes a palládium-fémnek az a tulajdonsága, hogy izzó állapotban a hidrogén átszivárog, átdiffundál rajta. Nem kell tehát mást tenni, mint a lámpa oldalába egy kis palládiumcsövet forrasztani, melynek külső vége zárt, a belső pedig nyitott (22. kép). Ha gázlánggal felizzítjuk a palládiumcső kiálló végét, a láng belsejéből hidrogén szivárog a lámpába s a gáztartalom nő. Ezt az eljárást ozmosisos regenerálásnak is nevezik és automatikus használatra is berendezték.



22. kép. Villard-féle felfrissítővel és régebbi rendszerű vízhűtővel ellátott Röntgen-lámpa.

Ugyancsak kívülről lehet gázt bevinni a cső belsejébe a Bauer-féle szeleppel (23. kép). A lámpa egy kis toldalékába U alakú üvegcső nyúlik, amelynek bal ága zárt, a másikra pedig kis kézi légsűrítőt erősíthetünk; az üvegcsőben higany van, amely a leforrasztott ágban lévő levegőt elzárja. A képen látható még egy harmadik üvegcső is, amely az előbbinek oldalából nyúlik ki. Ez utóbbit az elágazás helyén és felső végén finoman lyukacsos agyaglemez zárja el, középső részét pedig finom aranyforgács tölti ki. A légsűrítővel lenyomjuk a higanyt addig, míg a lyukacsos lemez levegővel érintkezik: ekkor levegő szivárog be a lámpa belsejébe. Az agyagfalon esetleg átjutó higanygőzt az aranyforgács leköti.

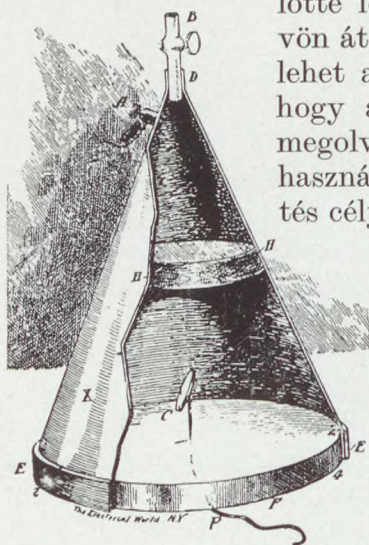
14. Szétszedhető (nyitott) gáztartalmú lámpák. A fizikai laboratóriumban, ahol a sugárgerjesztés feltételeit a kísérlet céljának megfelelően úgyis változtatni kell, nem véglegesen lezárt, hanem szétszedhető (nyitott) gáztartalmú csöveket használnak, amelyeket munka közben állandóan összekapcsolnak a légszivattyúval. De gyakran ezeken is van finom légnyomásszabályozó szelep.



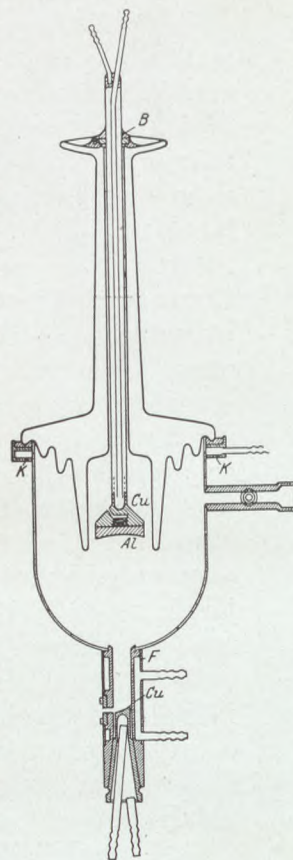
23. kép. Bauer-féle szelep.

A régebbi ilyen *nyitott csövek* üvegből készültek és külsőjükre nézve nagyon hasonlítottak az akkori Röntgen-lámpákhoz. Azonban az ilyenféle lámpáknak hátránya, hogy méreteik meglehetősen nagyok, hiszen az üveggömb átmérője legalább 20 cm. Ha tehát az antikatód közvetlen közelébe akarunk jutni, hogy erős sugárnyalábot kapjunk, másféle lámpára van szükség. Az üveggömböt egyszerűen kisebbiteni nem lehet, mert nagyon melegednék. Közeleső volt tehát a gondolat: magát a lámpát is — legalább részben — fémből készíteni. WOODWARD, az amerikai Harvard-egyetem professzora már 1896 február 29-én leírta az első, természetesen meglehetősen kezdetleges fém-Röntgen-lámpát (24. kép). Valamivel később, 1896 márciusában DAVIES szerkesztett egy tökéletesebb fém-lámpát LODGE laboratóriumában, amely ma is látható a londoni Science Museumban. LINDEMANN 1908-ban szabadalmat kért fémből készült Röntgen-lámpára. Majd ZEHNDER 1915-ben szerkesztett ilyet. Ezt követte majdnem egyidejűleg SEEMANN és RAUSCH V. TRAUBENBERG fémlámpája (1917). Nagyon

jól megfelel a célnak SIEGBAHN lámpája, amelyet HADDING írt le először 1920-ban, ezért némelyek róla is nevezik el. Ezt később SIEGBAHN a következőképpen tökéletesítette (1927). A lámpa teste hegyével lefelé fordított srappellre emlékeztet, melyet sárgarézlemezről sajtolnak és melynek alsó nyúlványába az antikatód csiszolattal illeszthető bele (25. kép). A sugárzás három különböző irányban léphet ki az antikatódból, hogy egyszerre több célra is föl lehessen használni. Az antikatód és környezete áramló vízzel hűthető. A fölül nyitott sárgarézedényt vastag porcellántömb takarja, amelynek pereme piceinnel megtöltött barázdába mélyed bele. A porcellánfedő hosszú csőben végződik, amelyen keresztül a hűthető katód nyúlik be a lámpa belsejébe. A jobb oldali vastag cső a szivattyúhoz vezet. A föl-



24. kép. Az első fémből készült Röntgen-lámpa. Az $\frac{1}{10}$ mm vastag alumínium-lemezt (X) fémgűrű (E) szorítja hozzá az alsó üvegkoronghoz (F), melyen keresztül hatol be a katód (C) tartórúdja; a (H) fakorong a kúppalástot tartja mereven szivattyúzás közben; a palást egyúttal az anód, melyhez az (A) szorítócsavart erősítették.

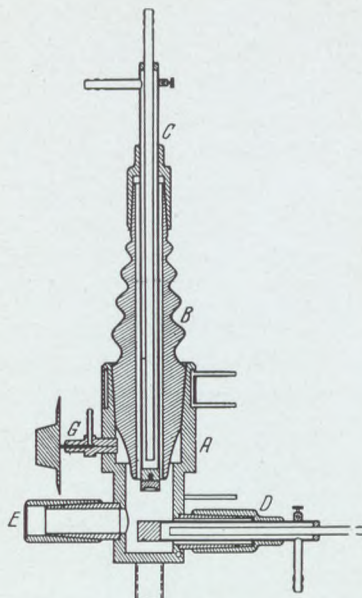


25. kép.
A Siegbahn—Hadding-féle Röntgen-lámpa.

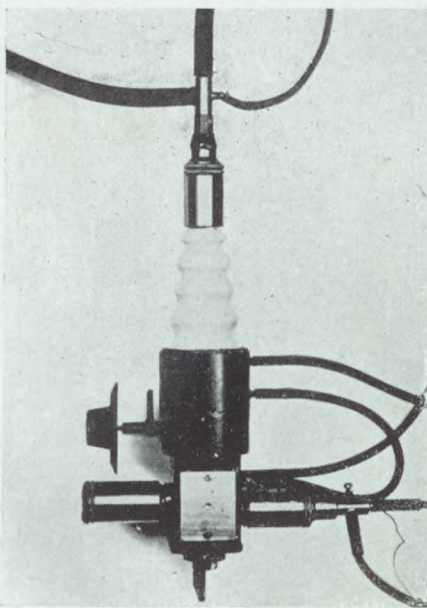
lötte lévő vékonyabb csővön át előbb forró vizgőzt lehet a perem alá vezetni, hogy a ragasztó anyagot megolvassza, majd pedig használat közben vizet hűtés céljából. A lámpát gáznyomásszabályozóval is ellátják, hogy a kívánt nyomást állandó-

an fenn lehessen tartani. A lámpa magassága körülbelül 80 cm. Sejt-hetjük, hogy a Siegbahn-Hadding-féle csőnek még ez a tökéletesített alakja is módosításra szorul: hiszen ragasztóanyag helyett mindenestre jobb csiszolatokat használni. S valóban 1930-ban nagyon szép és kényelmes alakban ismét megjelent a fémporcelláncső a Siegbahn-féle laboratóriumban. Az új cső hullámos porcellánrúdjára alul-fölül fémciszolatok simulnak,

a felsőn keresztül jut a katód a lámpa belsejébe (26a. és b. kép). Az antikatód ugyancsak fémciszolatokkal (*D*) helyezhető a lámpába; forgatni is lehet s négy különböző fém használható sugárzó-forrásul. A sugárzás az elől lévő kis ablakon lép ki (a 26b. képen nem látszik), míg a vele szemben levő (hátrafelé nyúló) cső a légszivattyúhoz vezet. Az üveglappal zárt *E* csövön keresztül lehet a cső belsejébe pillantani. Oldalt található egy úgynevezett *tűs szelep* (*G*), mellyel a lámpa gáztartalmát szabályozzák: a tűt egy kis nyílásba alkalmas módon benyomják. A lámpa nagyon megterhelhető: ugyanis 50—60 kilovolt és 25—30 milliampère-es terheléssel tartósan lehet használni. Az előbbihez képest méretei is csökkentek: magassága mintegy 50 cm.



26b. kép. A Siegbahn-féle porcelláncső keresztmetszete.



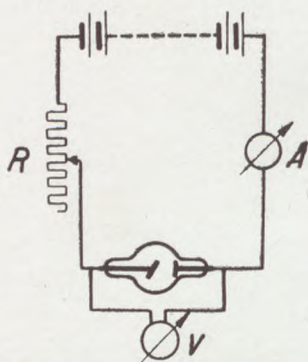
26a. kép. A Siegbahn-féle porcelláncső.

3*

Az ablak anyaga, melyen át a sugárzás kilép a lámpából, lehet közönséges üveg. Ennek azonban hátránya, hogy különösen a sugárzás lágy részét nagy mértékben elnyeli. Ezért LINDEMANN olyan üveget készített, amely kisebb atómsúlyú elemekből áll, mint a közönséges üveg és a Röntgen-sugarakat sokkal jobban átocsátja (Lindemann-üveg, l. 268. old.). Kár, hogy ez az üveg a nedvességet magába szívja és tönkremegy. Ezért be szokták lakkozni. Ilyen Lindemann-üvegből készült ablakkal ellátták régen a leforrasztott gázos lámpákat is. Nagyon előnyös alumínium-hár-

tyát használni a kilépési ablak gyanánt. Ugyanis vékony (0.015 mm vastag) alumíniumhártya már elbírja a külső légnyomást, ha a kör alakú ablak átmérője 5 mm-nél nem nagyobb. A lágy sugarakat azonban (2Å-ön felül) ez is elnyeli. Még a levegő is. Ezért később a lámpából közvetlenül kilépő sugárzást is légritkított térben vizsgálták és a sugárnyílás elzárására még vékonyabb alumíniumhártyát vagy aranyfüstlemezét használtak (l. 191. old.).

Bár a gáztartalmú lámpák — mint csakhamar látni fogjuk — általában háttérbe szorultak a gázmentes vagy izzó-



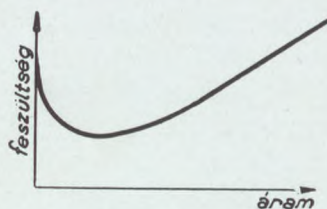
27. kép.

A kisülési görbe (karakterisztika) meghatározása.

katódos lámpák mögött, mégis vannak olyan területek, ahol túlszárnyalják emezeket. Így például a kristályporral készült fényképfölvételek alkalmával, mikor egynemű sugárzásra van szükség. Ugyanis ilyen e lámpákban réz vagy vas-antikatóddal elég jól elő lehet állítani, ha az antikatód jellemző sugárzását erősen gerjesztjük. De nem így egy izzókatódos lámpában. Ugyanis ebben az izzó wolframszál (katód) is porlódik s az antikatódra vékony wolframréteg rakódik, amely esetleg szintén sugárzik és megzavarja a sugárzás egyneműségét, vagy elnyeli az alóla jövő lágy sugárzást. Éppen ezért szerkesztettek még mások is gáztartalmú lámpákat. Így a híres Philips-lámpák között is vannak ilyenek, de ezeknek leírására majd az izzókatódos lámpák körében térünk rá. Ugyanis ezek az izzókatódnak hidegre való kicserélése után gáztartalmú lámpák gyanánt is használhatók. Természetesen az éppen most leírt Siegbahn-féle lámpa meg izzókatódos csőnek is megfelel, ha hidegkatódját izzó szállal cseréljük ki.

15. Kisülési görbék (karakterisztikák). Mielőtt befejeznénk a hideg katódos lámpák ismertetését, még meg kell emlékeznünk a lámpán áthaladó áram erőssége és a lámpára eső feszültség között fennálló összefüggésről. Ezt az összefüggést nagyon szemléltetően fejezi ki egy görbe vonal, melyet a *lámpa karakterisztikájának* nevezünk. Ezt a legegyszerűbben úgy vehetjük föl, hogy nagyfeszültségű egyenáramú áramforrás körébe kapcsoljuk a Röntgen-lámpát, a szabályozható ellenállást (R) és az amperemért (A); ezenfelül a lámpára eső kapocsfeszültséget alkalmas

voltmérővel (V) mérjük (27. kép). A kapocsfeszültséget minde-
nekelőtt addig növeljük, míg a lámpán keresztül az áram (Rönt-
gen-áram) és vele együtt a sugárzás is meg nem indul. Ez az
úgynevezett *gyújtófeszültség*. Majd az előellenállás kellő változ-
tatásával különböző erősségű áramokat vezetünk át a lámpán
és mindig leolvassuk a megfelelő kapocsfeszültséget. Az áram-
erősség és a kapocsfeszültség összetartozó értékeit egy fölülről
nézve homorú görbe ábrázolja (28. kép). Meglepő, hogy a
Röntgen-áram erősségének növekedésével eleinte a kapocs-
feszültség esése jár együtt, majd később mind a kettő együtte-
sen növekszik. Különböző keménységű lámpák karakterisztikái
az előbbihez hasonló görbék, csak följebb vagy lejjebb esnek
a koordináta-rendszerben. E görbe
híven kifejezi azt a nevezetes ta-
pasztalati igazságot, hogy a gázos
lámpákban az áram erőssége és a
lámpára eső feszültség nem vál-
toztatható egymástól függetlenül.
Hiszen egyiknek a megváltozása
maga után vonja a másikat is. Ez
más szóval azt jelenti, hogy a lám-
pából kilépő *sugárzás erősségét és
keménységét sem lehet külön-külön változtatni*, sőt a különböző
keménységű sugarak termelésére egész sereg különböző gáz-
nyomású lámpára van szükség, mert a kemény lámpát egyál-
talában nem is gyújtja a kis feszültség, a lágy lámpát meg
nem lehet nagy feszültséggel megterhelni. Az 1. táblázat
mutatja, hogy bizonyos levegőnyomások esetén milyenféle
sugárzás lép ki a lámpából.



28. kép. A gázos Röntgen-
lámpa kisülési görbéje.

1. táblázat.

Légnyomás ezred (10^{-3}) mm-ben	12	6	4
Sugárzás	lágy	középkemény	kemény

2. Gázmentes (izzókatódos) lámpák.

A Röntgen-sugárzásnak különösen az orvosi kezelésben
való alkalmazása mind nagyobb és nagyobb követelményeket
támasztott a Röntgen-lámpákkal szemben: adjanak nagyon át-
hatoló (kemény) és a mellett erős sugárnyalábot, sőt ezenfelül

kényelmesen lehessen változtatni akár a sugárzás keménységét, akár erősségét külön-külön. E kívánságoknak a gáztartalmú lámpák nem tudtak eleget tenni. Hogyan is tudtak volna? Hiszen a kemény és erős sugárzás azt kívánja, hogy a lámpán nagyfeszültségű és erős áram haladjon át. Igen, de a nagy feszültség meg nagy vákuumot óhajt, amelyből kipusztítottuk az ionokat és elektronokat: az áram szállítóit; nem várhatjuk hát, hogy a megmaradó kevés majd erős áramot fog adni. Nem is említjük a sugárzás minőségének szabályozását, mely a zárt gáztartalmú lámpában igen nagy nehézségekbe ütköznék.

Érezzük, hogy egy határfalhoz jutottunk, amelyen csak úgy tudunk kaput törni, ha a sugártermelésben valamilyen gyökeres változtatást teszünk. A gázos lámpának mindenható ura a gáztartalom, amely egyben a lámpa sorsát előre megszabja. Ettől kellene megszabadulni. Igen, de ekkor a lámpán egyáltalában nem megy át áram. Honnét és hogyan teremtsük elő akkor az elektronokat, a katódsugarakat? Onnét, ahonnan előbb: a katódból, de nem úgy, mint előbb: a katód ionostromával, hanem melegítésével, izzítással. Az ilyen lámpa teljesen gázmentes. Helyesebben a gáznyomás kisebb benne 10^{-5} mm-es higanyoszlop nyomásánál. Nincs többé gázra szükség, ez csak zavar. Ellenben a lámpa katódja nem hideg, hanem izzik, ezért nevezik ezt *izzókatódos lámpának is*. A kirepülő elektronok száma a katód hőmérsékletével könnyen és nagy mértékben változtatható, ellenben teljesen független a csőre kapcsolt feszültségtől. Tehát módunkban áll erős és egyúttal kemény vagy lágy sugárzást is előállítani, sőt — amint látni fogjuk — tudjuk a sugárzás keménységét és erősségét egymástól függetlenül változtatni bizonyos határok között.

16. Az izzó fémek elektronkibocsátása. A gázmentes Röntgen-csövek lelke az *izzókatód*. Legtöbbször wolfram-drót, amelyet lapos csigavonalban vagy hosszúkás sűrűmenetű csavarvonalban hajlítanak meg, bár más alakja is lehet. A drót vastagsága szerint 4—8 ampère-es árammal izzítható. Régóta ismeretes jelenség, hogy az izzó fémek elektronokat lövellnek ki magukból. Ez a jelenség nemcsak a Röntgen-lámpákban, hanem a rádiócsövekben is nevezetes alkalmazást talált. A jelenség törvényeit az angol RICHARDSON állapította meg és foglalta matematikai képletbe 1901-ben.

E képlet alapján ki tudjuk számítani egy izzó fémlemez vagy drót által másodpercenként kiadható összes elektronok

számát és töltését, ha ismerjük anyagi minőségét és hőmérsékletét. Bár a Röntgen-lámpákban izzó drótszál van, a képletet mégis izzó fémlemezre vonatkoztatjuk, mert így értelmezése egyszerűbb. Állítsunk az izzó fémlamezzel szembe egy másikat, például gázmentes üvegesőben. Megfelelő feszültség rákapcsolásával gondoskodjunk valamennyi születő elektron pillanatnyi elszállításáról, hogy az izzó lemez közelében föl ne halmozódjanak. Ekkor a lemez egy négyzetcentiméternyi darabjából másodpercenként kiváló összes elektronok töltése, vagy más szóval a lemez egy négyzetcentiméteres darabján átfolyó áram erőssége RICHARDSON képlete szerint a következő:

$$J = AT^2 e^{-\frac{b}{T}} = \frac{AT^2}{e^{\frac{b}{T}}}. \quad (1)$$

Az A állandó az izzó test anyagi minőségétől független mennyiség, azonban más ismeretes fizikai állandókkal fejezhető ki. Felhasználva ezeknek az értékét:

$$A = 60 \cdot 2 \frac{\text{ampère}}{\text{cm}^2 \text{ fok}^2}.$$

T az abszolút (-273°C -től számított) hőmérsékletet jelenti. Az e a matematikában nevezetes szám, melynek közelítő értéke 2.718 (l. 251. old.). A b állandó jelenti az úgynevezett *kilépési munka* (b_0) és a Boltzmann-féle állandó (k) hányadosát;

$$k = 1.373 \times 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{fok}}.$$

Mi az a kilépési munka? Az elektron a fém belsejében bizonyos tekintetben fogságban van: belül vándorolhat egyik helyről a másikra, de a határfalon átlépnie nem szabad. Ha mégis valamilyen külső hatalmi tényező (pl. a melegítés) rásegíti erre, akkor is határátlépési díjat kell fizetnie: mozgási energiájából fel kell áldozni valamit, hogy a hazája felé irányuló vonzóerőket legyőzze. Sejtethetjük, hogy ez a kilépési munka függ a fém anyagi minőségétől, sőt mesterséges beavatkozással csökkenteni is lehet, ami sok esetben előnyös. Mellékelünk is egy kis táblázatot, amely néhány fontosabb anyagra vonatkozólag tartalmazza a kilépési munka értékét és az olvadási hőmérsékletet.

2. táblázat.

Anyag	Kilépési munka voltban	Olvadási pont C fokban
Platina	5·2	1760
Wolfram	4·53	3400
Tantal	4·40	2850
Molibdén	4·31	2500
Thoriumos wolframdrót	2·94	—
Ca-oxid	2·4	—
Sr-oxid	2·15	—
Ba-oxid	1·85	—
Cäsium	1·34	—

(A kilépési munkát szokatlanul voltban fejeztük ki. Ennek jelentése a következő. Az elektronnak kilépés közben akkora munkát kell végezni, amekkora mozgási energiára tenne szert, ha valahonnan 5·2, 4·53 stb. volttal magasabb feszültségű helyre jutna, l. 41. és 480. old.) A wolframra talált kilépési munka különböző értékeit figyelembe véve, a *b* állandó értéke a következő határok között mozog :

$$5\cdot2 \times 10^4 - 5\cdot5 \times 10^4 \text{ fok.}$$

E táblázatból látható, hogy a tiszta fémek között a wolfram olvadási pontja nagyon magas. Viszont a fémoxidok körében meg feltűnően kicsiny a kilépési munka. E két körülményből a következő tanulságot vonhatjuk le. Képletünk szerint a kibocsátott elektronok száma kétféle módon válhat naggyá: először, ha magas a hőmérséklet, mert ekkor nagy lesz a számláló és kicsi a nevező hatványkitevője; másodszor, ha kicsiny a kilépési munka, mert ekkor szintén kicsiny lesz a nevező hatványkitevője. A wolfram esetében az előbbi, az oxidos katódok esetében az utóbbi körülmény forog fenn. Ezért a wolframot magas hőmérsékletre (kb. 2300 C°-ra) kell hevíteni, hogy bőségesen adja ki az elektronokat, míg az oxidos katódok már néhány száz C°-on megteszik ezt. A Röntgen-lámpákban többnyire wolfram-katódot használnak, az oxidos katódok ellenben a rádiócsövekben váltak be jól, bár szórványosan Röntgen-lámpákban is előfordulnak. (WEHNELT már 1903-ban használta az oxidos katódot kisülési csövekben.)

Most már ki tudjuk számítani az áramerősséget egy gázmentes kisülési csőben, amelyben két fémlemez között

vezetjük az áramot és a szükséges elektronokat az izzó wolframkatód nyújtja. Persze ismernünk kell a wolfram hőmérsékletét is. Ugyanis az (1.) képlet megmondja az áram sűrűségét, csak ezt kell megszorozni még a katód felszínével. (Meggörbített drót esetében a dolog nem ilyen egyszerű).

Most egy nagyon fontos körülményt említünk meg. Már korábban is megjegyeztük, hogy a Richardson-féle képlet arra az esetre vonatkozik, mikor nincsenek zavaró elektronok vagy más töltések az izzó fém közelében, hanem a kirepülő elektronok villámgyorsan eltávoznak és nem csoportosulnak, nem időznek régi otthonuk közelében. Szóval ez a képlet megszabja hogy mekkora az a legnagyobb töltés, amely a felszín 1 négyzetcentiméternyi darabjáról egy másodperc alatt egyáltalában eltávozhat. Már most mi történik akkor, ha a kisülési csőre kapcsolt elektromos feszültséget növeljük, bár már eredetileg is akkora volt, hogy minden elektront születése pillanatában elszállított? Ekkor azt tapasztaljuk, hogy nem növekszik a kirepülő elektronok száma, legfeljebb csak sebessége. Ez meg azt jelenti, hogy az áram erőssége nem változik, nem növekszik, hiába fokozzuk az elektromos feszültséget. Az ilyen áramot, amelynek erőssége már nem nő, hiába növeljük a feszültséget, *telített áramnak* nevezzük, mégpedig *feszültségi telített áramnak*.

Az elektronok sebessége felől is tájékozódhatunk egy kissé. Föltéve, hogy az izzó fémből kilépő elektronnak semmiféle sebessége nincs, hanem minden energiáját föláldozta a kilépésért, akkor egész mozgási energiáját az elektromos feszültségkülönbségnek köszönheti. Ugyanúgy, mint egy elejtett kő sebességét a föld nehézségi erőterének. Ha $+e$ nagyságú elektromos töltés a V_1 feszültségű vezetőről a kisebb V_2 feszültségű testre jut, akkor az elektromos erők munkája: $e(V_1 - V_2)$. Ugyanekkora lesz a munka akkor is, ha $-e$ töltésű részecske ellenkező irányban halad, mert ekkor a töltés is, meg a feszültségkülönbség is negatív lesz, tehát a kettő szorzata az előbbi pozitív mennyiség. Az elektron töltése negatív lévén, mindig a kisebb feszültségű helyről (katód) megy a nagyobb feszültségű hely (anód) felé. Ha e az elektrontöltés, V pedig a feszültségkülönbség előjel nélküli értékét jelenti, akkor a végzett munka: eV . E munka árán nyeri az elektron mozgási energiáját: $\frac{1}{2}mv^2$. Tehát az energia megmaradásának elve alapján

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV. \quad (2)$$

Ebből az egyenletből egyszerűen kiszámítható az elektron sebessége :

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} V} = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{V}.$$

A jobboldali első négyzetgyökjel alatt az elektron töltésének és tömegének hányadosa áll, amely mérések alapján jól ismeretes. E mennyiség felhasználásával egyenletünk így alakul :

$$v = 0.594 \cdot 10^8 \sqrt{V} \text{ cm/sec} = 594 \sqrt{V} \text{ km/sec},$$

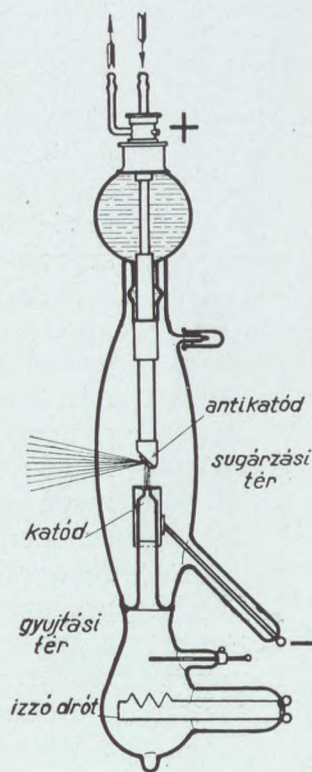
ahol V számértéke voltban veendő. Így tehát 100 volt feszültségkülönbség áthaladása után az elektron sebessége körülbelül 6000 km/mp, 10.000 volt után pedig 60.000 km/mp. Még nagyobb feszültségek esetén azonban a fenti egyenlet már nem szigorúan érvényes, mert az elektron tömege a relativitás elve értelmében a sebességgel, s így a feszültséggel együtt nő. Mindamellet fogalmat alkothatunk magunknak arról, hogy a Röntgen-lámpákban, amelyeket 10.000 voltnál sokkal nagyobb feszültséggel táplálunk, micsoda óriási sebességgel rohannak neki az elektronok az antikatódoknak. Sokszor az elektron sebességét nem km/mp-ban adják meg, hanem csak megmondják voltban ama feszültségkülönbséget, amelyen az elektronnak át kellene szaladni, hogy a kérdéses sebességet elérje. Így például 1 voltos elektronsebesség körülbelül 600 km/mp sebességet jelent, 4 voltos pedig kétszer ekkorát.

Említettük, hogy az izzókatódos kisülési csövekben az elektronok a katódtól az anód felé repülnek. Az áram iránya az elektronok mozgási irányával éppen ellenkező, hiszen ennek a pozitív töltésű részecskék mozgási irányát tekintjük. Ilyenek a gázmentes lámpában csak szórványosan fordulnak elő, hiszen igyekeztünk a gázt teljesen eltávolítani. Önkéntelenül felvetődik a kérdés, hogy mi történik, ha az izzókatódot az áramforrás pozitív sarkával, a másikat meg a negatívval kapcsoljuk össze. Ekkor a lámpán áram nem megy át, mert a hideg elektródból, amely most katód, nem lépnek ki elektronok, a csekély gázmaradék meg nem jöhet figyelembe. Tehát ha az izzókatódos lámpát változó irányú áram körébe kapcsoljuk, csak azt az irányú áramszakaszt engedi át magán, amely a hideg anódtól az izzókatód felé irányul, a másikat elfojtja. Ebben áll e lámpa *szelephatása*.

17. Lilienfeld lámpája. Bár az izzókatódos lámpák nem LILIENFELD nevét viselik, mégis ő volt az első, aki ilyen lámpát

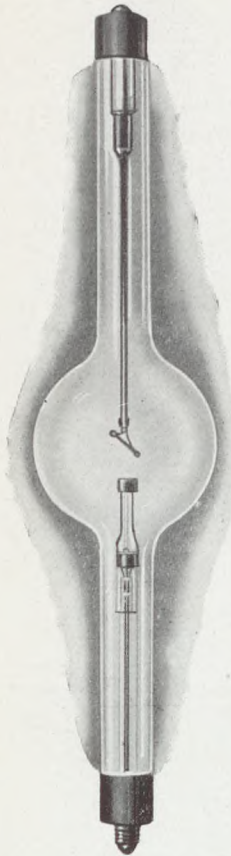
szerkesztett. A lámpa alapelvét és szerkesztésének módját 1911 októberében jelentette be a német szabadalmi hivatalnak és 1912-ben ismertette az egyik németnyelvű tudományos folyóiratban.* LILIENFELD lámpája hosszú évekre visszamenő tudományos munka gyümölcse. Azt kutatta ő tulajdonképen, hogy az izzó katód segélyével teljesen gázmentes téren át vezethető elektromos áram milyen törvényeknek hódol. Csak ezután gondolt a Röntgen-lámpára.

LILIENFELD a lámpa belsejét két részre osztotta: egyik az úgynevezett *gyújtási tér*, másik a *sugárzási tér* (29. kép). A kettő között a katód teremti meg az összeköttetést. Ez egy átfúrt fémhenger, melynek belseje üveg- vagy kvarcsóval annyira ki van béleelve, hogy csak a furat vége marad szabadon. A gyújtási térben van az izzítható wolfram-drót, amely külön áramkörbe kapcsolható. A sugárzási térben találjuk a vízzel hűthető antikatódot. A wolfram-drót és a katód közé kapcsoljuk az úgynevezett *gyújtófeszültséget*, amely legfeljebb pár 100 voltot tesz ki; a katód és az antikatód közé meg a sugárzás keltésére való nagyfeszültséget. Kísérletileg meg lehet róla győződni, hogy a nagyfeszültség hatása nem észlelhető a gyújtási térben, vagyis az izzószál védve van a nagy elektromos térerősségtől, amely esetleg elgörbíthetné vagy el is szakíthatná. Ez volt az egyik szempont, amely Lilienfeldet a gyújtási tér megalkotására készítette. LILIENFELD a következő képet alkotta a lámpa működéséről. Az izzókatód elektronjait a gyújtófeszültség beszállítja a katód furatába, amelynek szabadon maradt végéből a beleütköző elektronok másodlagos elektronokat váltanak ki. Ezek nagyjában egy hengerpalást alkotói mentén repülnek a sugárzási térben az antikatód felé, majd pedig beleütközve keltik a Röntgen-sugárzást. A gyújtófelület gyűrű alakú. Az izzószál olyan bőségesen adja ki az elektronokat, a gyújtófeszültség meg olyan kicsiny, hogy a gyújtási áram sohasem telített áram (l. 58. old.).



29. kép.
A Lilienfeld-féle lámpa.

* Ber. d. Sächs. Ges. d. Wiss. Leipzig, 64. k., 420 o. 1912.



30. kép.
Egy újabb
Coolidge-féle
lámpa.

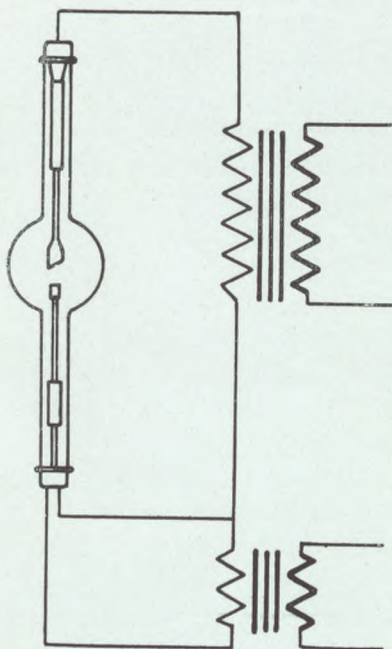
Ennek az az előnyös következménye van, hogy ez áram erőssége nem érzi meg, ha a drót izzásában kisebb változás áll be, ami szinte elkerülhetetlen, ha izzításra a városi áramot használjuk. Tehát a gyújtási áram erőssége és vele együtt a másodlagos elektronok száma, továbbá a Röntgen-áram és sugárzás erőssége nincs kitéve a szál izzásából származó ingadozásoknak (igaz, hogy a gyújtófeszültségre és a nagyfeszültségre is gondolni kell!). Ez volt Lilienfeld második szempontja, mely a gyújtási tér bevezetésére készítette. Ezenfelül igen nagy segédellenállások alkalmazásával LILIENFELD azt is elérte, hogy lámpája meglehetősen egynemű sugárzást adott.

A nagy feszültség semmiféle hatást nem gyakorol a gyújtási áram erősségére, tehát a másodlagos elektronok számára sem. Ezért a feszültség növelése nem fokozza a Röntgen-áram erősségét, ez marad változatlanul, ellenben a sugárzás keménysége növekszik, hiszen erre nézve döntő a megfékezett elektronok sebessége. A Röntgen-áram erősségét növelhetjük, ha a gyújtási áramot fokozzuk. Ez a körülmény meg változatlanul hagyja a sugárzási térre kapcsolt nagy feszültséget, tehát a sugárzás keménységét is, de növekszik a sugárzás erőssége. Íme megvalósult korábbi vágyunk: a Röntgen-áram intenzitását és feszültségét egymástól függetlenül tudjuk változtatni, más szóval *a sugárzás erőssége és keménysége egymástól függetlenül változtatható*. Ha ehhez még hozzávesszük azt is, hogy a lámpa kellő méretezése mellett a sugárzás erőssége és esetleg keménysége is jóval fölülmulhatja a gáztartalmú lámpákét, megérthetjük, hogy az izzókatódos lámpák miért szorították egy csapásra háttérbe amazokat.

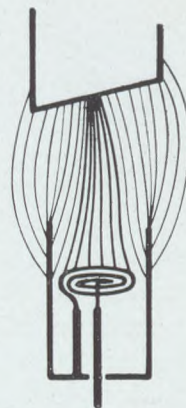
18. Coolidge lámpája. De a Lilienfeld féle lámpát is csakhamar túlszárnyalta az amerikai COOLIDGE mérnök Röntgen-csőve, mégpedig azért, mert sokkal egyszerűbb volt nála (30. kép). Erről a lámpáról először a napilapok adtak hírt 1913 decemberének végén; az első szakszerű közlemény 1914 márciusában jelent meg róla. COOLIDGE egyszerűen mellőzte LILIENFELD gyújtási terét és a következő módon járt el: a csigavonalalakú izzószálat az antikatóddal közvetlenül szemben helyezte

el és ezt használta katódnak is (31. kép). Persze most még gondoskodni kellett az izzószálból kirepülő elektronoknak kellő irányításáról is: e végett a szálát molibdénfémből készült sapkával vette körül, mely a katóddal vezetői összeköttetésben állott s az elektromos erővonalaknak olyan görbületet adott, hogy az ezek mentén haladó elektronok nagy része majdnem egy pontban találta az antikatódot (32. kép). Később a hengert vájt gömbsüveggel helyettesítette, amelynek mélyében volt az izzószál. Ezt az elrendezést ma is használják. COOLIDGE első lámpáinak antikatódja wolfram-tömb volt, amely csupán sugárzás útján hűlt. E miatt izzásba is jött, ami váltakozó áramú táplálás esetében hátrányos volt, mert az antikatód is elektronokat bocsátott ki magából. Később vízhűtést használtak, bár kellő áramegyenirányítás esetén a sugárhűtés is megmaradt.

A tapasztalat azt mutatta, hogy az izzószál ilyen körülmények között sem hajlik meg, nem görbül, nem szakad el,

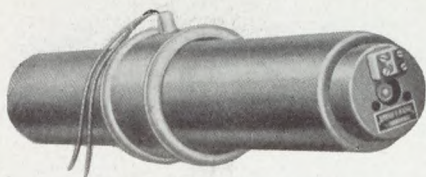


31. kép. A Coolidge-féle lámpa kapcsolása. Alól van a fűtő-, felül a nagyfeszültségű transzformátor.



32. kép. Az elektronok mozgását irányító henger.

hanem a lámpa jól használható, bár nem elégíti ki azokat a kényes igényeket, amelyeknek a Lilienfeld-féle lámpa megfelel. Mindjárt szembetűnik az, hogy a Coolidge-lámpán átfolyó áram mindig telített áram, hiszen most a használt feszültség sokkal nagyobb, mint az előbbi lámpa gyújtási terében. Tehát a szál izzásában beálló minden változás azonnal megnyilvánul a sugárzás erősségében is. Ez a körülmény annál figyelemreméltóbb, mert a Richardson-féle törvény szerint a kilövellt elektronszám a hőmérséklet négyzetétől függ. A sugárzás egyenmőségéről nem lehet sokat beszélni, hiszen a legkülönbözőbb sebességű elektronok raja támadja az antikatódot. A Coolidge-lámpák katódja több-



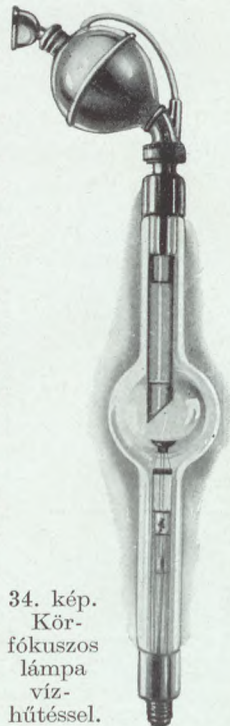
33. kép. Fűtőtranszformátor.

fűtőtranszformátorral izzítják (33. kép). Ezzel a városi váltakozó áramot 8—12 voltosra alakítják át (letranszformálják), minthogy a szátra körülbelül ilyen feszültséget lehet közvetlenül rákapcsolni, s ezt használják föl a szál melegítésére. A fűtőtranszformátor két tekercsét természetesen nagyon jól elszigetelik egymástól, mert az egyik tekercs éppen a nagyfeszültségű katóddal áll összeköttetésben. A fűtőáram erősségét a városi áramkörbe kapcsolt ellenállással szabályozzák. Ha biztosítani akarjuk az izzás szigorú állandóságát, a fűtőtranszformátor helyett 8—12 voltos akkumulátorteletet kell használnunk. Minthogy pedig a fűtőáram erőssége 6—8 ampèrere is rúghat, meglehetősen nagyméretű (kapacitású) akkumulátorteletre van szükségünk.

19. Újabb Coolidge-féle lámpák. Most mindenekelőtt néhány leforrasztott Coolidge-rendszerű lámpát ismer-tetünk, majd a fontosabb szétszedhető izzókatódos lámpákról emlékezünk meg.

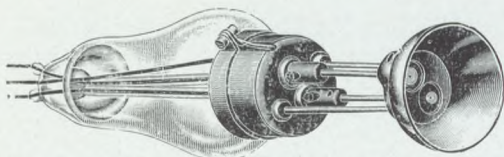
A régebbi lámpákban egyszerűen alkalmazták a Coolidge-féle csigavonalszerű izzószálat, körülvéve az elektronirányító tányérral; az antikatódot pedig célszerű hűtőkészülékkel látták el (lásd 29. oldal). Forgalomba kerültek az úgynevezett *körfókuszos lámpák*, amelyekben az elektronok tekintélyes száma az antikatód felszínének kis köralakú részére esik (34. kép). Az ilyen lámpák néhány másodpercig 30—100 milliampère-rel is megterhelhetők körülbelül 50—100 kilovoltos feszültség mellett. Tartósan azonban 5—7 milliampère-nél többet nem bírnak el az említett feszültségi határok között. Ezeket az orvosi gyakorlatban Röntgen-vizsgálatra (diagnózis) használják, ezért *diagnosztikai lámpáknak* is nevezik.

A körfókuszos csövön áthaladó Röntgen-áram annál erősebb, minél nagyobb az izzó



34. kép. Kör-fókuszos lámpa víz-hűtéssel.

nyire wolfram-drót, amelyet élénk fehér izzásig kell hevíteni, hogy bőséges elektronkiadás legyen. Az átmenő Röntgen-áram erőssége néhány milliampèretől pár száz-ig változhat. A szálat külön

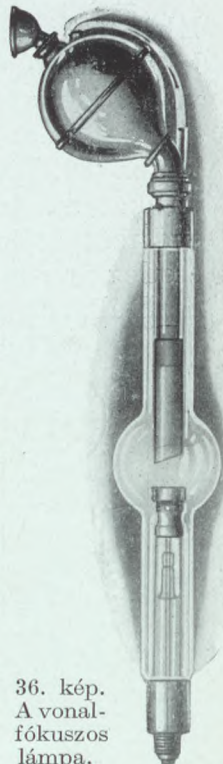


35. kép. Kétfókuszos lámpa katódja.

két különböző izzószállal ellátott lámpát is, amelynek izzószálai fölváltva kapcsolhatók az áramkörbe. Egy ilyen úgynevezett *kétfókuszos lámpa* katódja az 35. képen látható.

A nagyon terhelhető körfókuszos lámpa hátránya, hogy a fókusz: az elektronok gyülekezési helye aránylag nagy, nem tekinthető pontszerűnek. Ennek következtében az árnyékkép elmosódottá válik. Jelentős lépés volt hát a nagy megterhelésű, de mégis éles árnyékképet adó lámpák megszerkesztése: ilyen a *Goetze-féle vonalfókuszos lámpa* (36. kép). Ennek izzószála nem lapos dróttekeres, hanem hosszúkas csavarvonalban meghajlított drót, amelynek menetei elég sűrűn sorakoznak egymás mellé, akárcsak a közönséges izzólámpa szálában; hossza 10–12 mm. Az izzószálat parabola keresztmetszetű félhenger veszi körül, amely az elektronokat úgy tereli az antikatód felé, hogy ezek mintegy 10–12 mm hosszú és pár mm széles sávban ütköznek bele: ez a vonalfókusz. Látszólag tehát a lámpát elrontottuk, hiszen a fókusz igen nagy lett. Azonban az antikatód síkja a lámpa tengelyével nem 45° -os szöget zár be, mint a körfókuszos lámpákban, hanem ennél jóval nagyobb, körülbelül 71° -osat. Így azután a fősugár iránya körülbelül 19° -ot zár be az antikatód síkjával (37a. kép). Ennek érdekes következménye van. Bár a vonalfókusz valójában elég nagy (a képen fönt), a fősugár irányában mégis egészen kicsinynek látszik. (Balról oldalt.) A kép élessége szempontjából ez a kis *látszólagos fókusz* irányadó, nem a *valódi nagy*. Ennek a bámulatosan egyszerű megoldásnak még az az előnye is megvan, hogy az antikatód bombázása elég nagy területen történik, tehát a helyi melegedés nem olyan nagy, mintha ugyanazt az elektron-tömeget a felületnek egy kisebb részére sűríténénk össze. Ekkor

drótcsigavonal, egyébként azonos viszonyok között. Hogy egy és ugyanazon lámpa terhelését is szélesebb határok között lehessen változtatni, készítettek



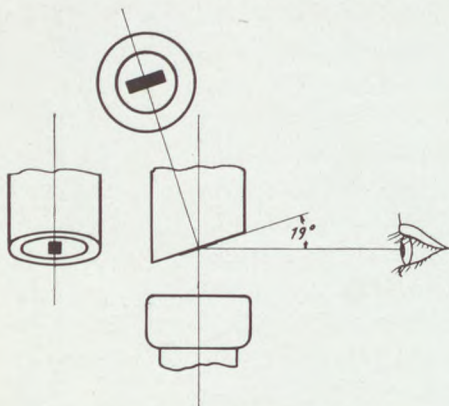
36. kép. A vonalfókuszos lámpa.

a tulságosan nagy helyi fölmelegedésen még a legjobb víz-hűtés sem segítene ! Egy kis összehasonlítást is tehetünk a kör- és vonalfókuszos lámpák között. Tegyük föl, hogy a terhelés és a valóságos fókuszok területe is egyenlő mindkét esetben. Ekkor a látszólagos fókuszok méretét a 37b. kép mutatja, amelyben a \bigcirc -ök a körfókuszos, a \blacksquare -ek a vonalfókuszos lámpára vonatkoznak. Azt lehetne gondolni, hogy a körfókuszos lámpával hasonló eredményt érhetnénk el, ha az antikatód síkját megfelelően állítanánk. Hasonlót igen, de ugyanazt nem. Ugyanis nagy körfókuszt véve, a látszólagos fókusz egy megnyújtott, hosszú ellipszis lenne.

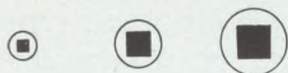
A 37b. képen a legnagyobb terhelést is megjelöltük a fókuszok mellett. Ezt egyes gyárak újabban kilovattban közlik és egy táblázatot mellékelnek a lámpához, amelyből meg lehet állapítani, hogy bizonyos milliampère és kilovolt szám (watt) esetében hány másodpercig szabad a lámpát használni. A vonalfókuszos lámpát — egyébként azonos körülmények között — körülbelül kétszer olyan erős árammal lehet megterhelni, mint a körfókuszosot.

A diagnosztikai vonalfókuszos lámpák *áramterhelése* általában elég nagy lehet. De nem így a *feszültségi terhelés*. Külön készítenek olyan vonalfókuszos lámpákat, amelyekre 220 kilovoltot is rá lehet kapcsolni ; ekkor persze az áramerősség a 4 ma.-t nem lépheti túl. Ilyen a Müller-féle *Metro* nevű lámpa (30. kép) ; óriási méretű : hosszúsága majdnem 1 méter, antikatódja nagyobb négyszögletes wolfram-lemez, amely csak sugárzás útján hűl. Így azután néhány percnyi használat után esetleg már ragyogó fényben izzik. Éppen ezért ezt a lámpát csak állandó irányú árammal szabad táplálni, mert ellenkező

esetben az izzó antikatód is átvinné időnként a katód szerepét. Persze attól is lehet tartani — amire LILIENTHAL gondolt — hogy az izzókatód a nagyfeszültség hatása alatt alakját változtatja : ezért az erővonalakat irányító hengert fölül fémhálós takarja. Az izzószál most egészen szeszélyes alakú, például hullámos is lehet, mert nem fontos a pontos fókusz, csak a kemény



37a. A vonalfókusz előnye.



2.5 kw. 6 kw. 10 kw.

37b. kép. A kör- és vonal-
fókusz összehasonlítása.
(kw = kilowatt.)

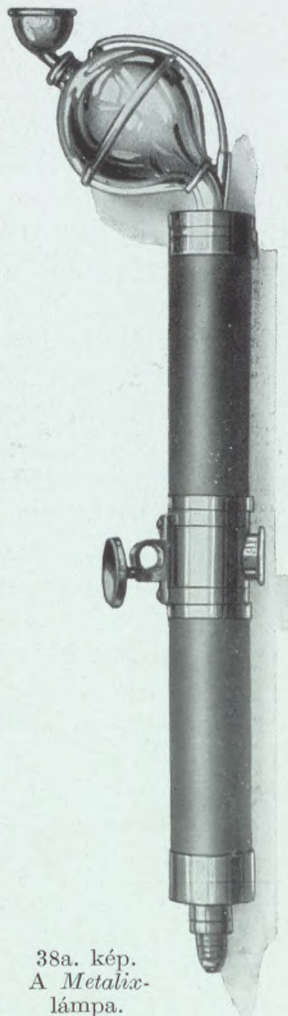
és erős sugárzás; ugyanis a lámpát leginkább belső gyógykezelési (terápiai) célra használják, ezért neve *terápiai lámpa*. A legnagyobb ilyen sugárhűtéses Metro-lámpán 180 kilovolt esetén már 8 ma-t lehet átvezetni. Kb. ugyanígy terhelhetők meg a Siemens-gyár

SRW jelzésű terápiai lámpái is.

20. Sugárvédő lámpák. A lámpa nagy megterhelésével persze együttjár az erős sugárzás, amely nem kívánt irányokban is ömlik ki a csőből és a lámpa használójára ártalmas lehet, ezért szükséges védekezni ellene (lásd 474. és 494. old.). A védekezés egyik módja az, hogy védő(ólom)falakat állítanak a káros sugarak útjába. A másik, sokkal célszerűbb eljárás magát a lámpát úgy készíteni, hogy a sugárzás csak a szükséges irányban tudjon kijutni belsejéből. E kívánságnak eleget tesznek a *sugárvédő lámpák*.

Már COOLIDGE mutatott egy sugárvédelmi eljárást, bár ő nem erre a célra használta. Ugyanis az antikatódra egy sapkát húzott, amelyen két nyílás volt: egyik az elektronok belépésére, a másik pedig a sugárzás átbocsátására. Ezt az alapgondolatot használta föl a Siemens-Reiniger-Veifa-gyár is sugárvédő lámpa szerkesztésére, de nagyobb körültekintéssel

Azonban célszerűbbnek látszott a sugárvédő berendezést a lámpa falára helyezni. Ebben a szellemben a döntő lépést a hollandiai Philips-gyár tette meg, amelynek sikerült az üveget krómacéllal tökéletesen összehegeszteni. Ez eljárás szerint készült a Müller-gyár *Metalix* nevű lámpája is, amelynek dereka 3 mm vastag falú krómacélhenger, míg két vége üvegből van (38a. és b. kép.) A krómacélt ezenkívül még 3 mm vastag falú ólomhenger és végül kívülről 1.5 mm-es rézburkolat veszi körül. A lámpa többi részét erősen sugárnyelő anyagokkal telített bakelitköpeny övezi. A sugárzás a



38a. kép.
A *Metalix*-
lámpa.



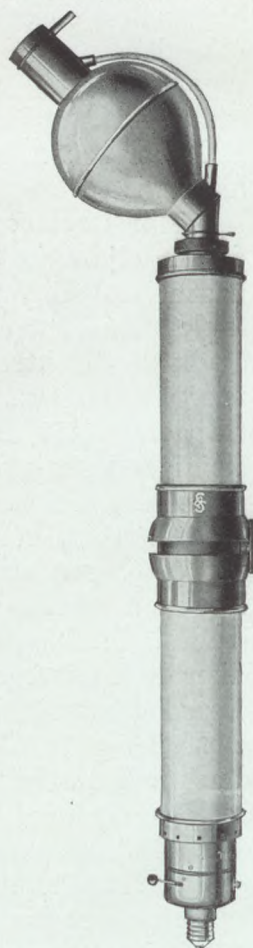
38b. kép.

A Metalix-lámpa középső részének keresztmetszete.

krómacélba hegesztett kis üveglakon át lép ki. Amint a leírásból látszik, a sugárvédelem kérdése itt teljes megoldást talált: igazán nincs más kijárat a sugárzás részére, mint a kis üveglak. Erre néha még ólomüvegtölcserűt is tesznek, hogy a kilépő sugárnyaláb ne legyen nagyon széttartó. Megjegyzendő, hogy a középső fémalkatrészekre azért is szükség van, mert az elektródok közvetlen közelében az üveg nagyon felmelegednék. A Metalix-cső terhelési viszonyai majdnem teljesen megegyeznek a korábban leírt vonalfókuszos lámpáéval.

A Siemens-Reiniger-Weifa-gyár szintén készít sugárvédő lámpát, amelyet *Multix* néven hoz forgalomba. Ennek krómacélhengerét nem hegesztik össze a lámpa üvegtestével, hanem belsejében helyezik el olyan módon, hogy az üveghenger falába beforrasztott platina drótokhoz erősítik. A krómacélhengert az üvegfalon keresztülfutó platina-drót köti össze a külső ólomköpennyel. Tehát a két fémhenger vezetői összekötetésben áll és így az átütés veszélye nem forog fenn. A külső szigetelő köpeny fehér porcellánszerű anyagból készül. A lámpának két fókusza van s így terhelése elég széles határok között változtatható (39. kép). A legnagyobb terhelési értékek nagyjában egyeznek a Metalix-lámpáéval. A 40. kép egy új amerikai sugárvédő lámpát ábrázol.

Azonban különösen az *anyagvizsgálatban* és a *belső testrészek gyógykezelésében* még nagyobb feszültségre (keményebb sugárzásra) volt szükség, mint amelyet a Metalix-vagy Multix-lámpák elbírnak. Ezért a Müller-gyár elhagyta a Metalix külső szigetelőköpenyét s a *Metwa-Metalix* nevű lámpán (41. kép) sugárvédelemről csak a cső közepén gondoskodott: itt 3 mm vastag krómacélhenger, 5 mm-es ólom- és 1.5 mm-es sárgarézburkolat akadályozza meg a zavaró



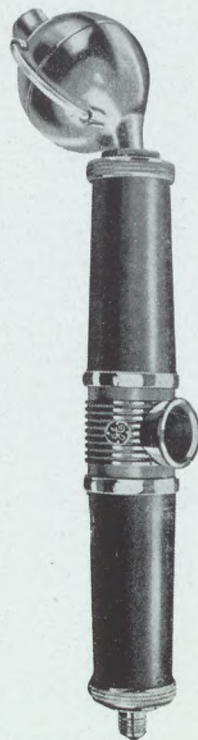
39. kép. A Siemens-féle *Multix*-lámpa.



sugarak kilépését, sőt még vastag ólomüveg-henger is körülveszi az elektródok környezetét; a katód mögött a cső tengelyére merőlegesen 5 mm vastag wolfram-lemez áll a nem kívánt sugarak útjában. A Metwa-Metalix-lámpa körülbelül 200 kilovolttal és a hűtés szerint 4—12 milliampère-rel terhelhető meg. Hasonlóan terhelhető a Siemens-gyár *SRV-Multix* lámpája is (42. kép).

Különösen az orvosi gyakorlatban szükségesnek mutatkozott a lámpa terhelését még inkább fokozni, még pedig a wattban kifejezett lámpateljesítményt növelni. (Újabban az eddiginél jóval nagyobb feszültség is előtérbe jutott.) Ez sikerült *Bouwers*nek, aki megcsináltette a forgó antikatódos *Rotalix*-lámpát (43. kép). A lámpa szerkezete a sugárvédelem szempontjából olyan, mint a Metalixé, belseje azonban más. Az antikatód vastag rézhenger, amely alól wolframmal fedett csonkakúpban végződik. A hosszúkás izzószál viszont nem a cső közepén, hanem kissé oldalt van elhelyezve, hogy az elektronok az anódkúp palástjára essenek. Az anód környezetét kívülről hatalmas dudorodás veszi körül, amelyben dróttekercsek vannak elrejtve: ezek egy forgóáramú motor állórészei. Beléjük forgóáramot vezetünk, mire indukció útján az anód rézhengerében örvényáramok keletkeznek, amelyekre a külső áram forgató hatást gyakorol. Így azután az antikatód forogni kezd, mégpedig percenként 1200 fordulatot tesz. Csak e nagy fordulatszámmal lehet elérni, hogy a helyi fölmelegedés ne lépje túl a megengedett határokat. A lámpa nem tartós használatra, hanem pillanatfelvételekre készült. Legfeljebb 85 kilovolttal és 450 milliampère-rel terhelhető meg, tehát teljesítménye 24 kilowattnál nagyobb nem lehet; de e megterhelés időtartama 0.05 másodperc. Az előbbi lámpák megterhelése 15 kilowattal alul marad. Ugyancsak nagyon megterhelhető és pillanatfelvételre nagyon alkalmas a Siemens-gyár forgó anódos *Turbix*-lámpája is. Terhelésének legnagyobb értéke: 50 kilowatt 0.03 mp.-ig.

Újabban a sugárvédelen kívül még *feszültségvédelem*-ről is gondoskodnak: ugyanis az ismertetett sugárvédő lám-



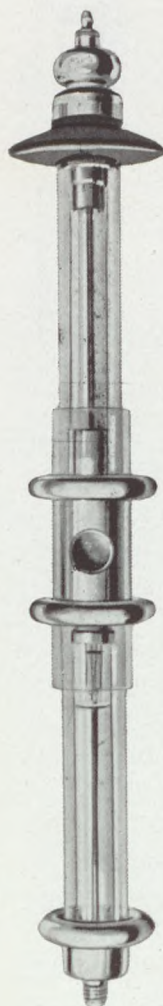
40. kép. A General Electric X-Ray Corporation (Chicago) „XP” jelzésű új lámpája.

pákat feszültségvédő burokkal veszik körül, melyet használat közben is meg lehet érinteni (érinthető lámpák: 44a. és b. kép). A Siemens-gyár *Tuto* nevet adott az érinthető lámpájának (tutus = bizonyos). E lámpák burkolata gyógykezelés közben akár hozzá is érhet a beteg testéhez, jóllehet a bennük lévő lámpákat 180—200 kilovolttal terhelik meg.

21. Szétszedhető (nyitott) izzókatódos lámpák.

A laboratóriumi kísérletezés közben sokszor változtatni kell az antikatód anyagi minőségét, sőt a lámpa terhelésében sem lehet kíméletesnek lenni. Ezért leggyakrabban a szétszedhető, nyitott izzókatódos lámpákat használják, amelyeket munka közben állandóan a szivattyúval kötnek össze és amelyekben a sugárforrás környezetét fémből készítik. Az első ilyen lámpát ugyancsak COOLIDGE szerkesztette (1917), de nagyobb népszerűsége a Siegbahn-féle szétszedhető fém-Röntgen-lámpák tettek szert (1919). Ilyen lámpát ábrázol a 45. kép. A lámpa törzse a kb. 55 mm oldalélű sárgaréz-kocka (kovácsolt, hogy öntési buborékok ne legyenek benne), amelynek belső üregéből három nagyobb furat vezet ki három kúpos csiszolaton keresztül. Az elsőhöz (elől vagy hátul) csatlakozik a légszivattyú, a felsőbe nyúlik bele az izzókatód, a jobboldaliba pedig az antikatód. A törzsön balról látható a sugárzás

kilépésére szánt rés, amelynek szélessége vasékekkel szabályozható. A rézkocka falába csatornákat vájnak a hűtővíz bevezetésére. Az izzókatódot vastagabb sárgarézcső (*K*) tartja, amely összefügg a felső csiszolat külső fémköpenyével (*H*). Az izzószál egyik végét hozzákapcsolják a sárgarézcső aljához, tehát a lámpa egész fémtestéhez; a másik végét pedig egy vasdróthoz, amely a sárgarézcső közepén fut végig és amelyet két végén kis kvarcscső szigetel el a külső buroktól. A katód tartócsőben balról látható vékonyabb cső a hűtőfolyadék bevezetésére való. Az izzószálat nikkelsapka veszi



41. kép.
A Metwa-Metalix nevű lámpa.



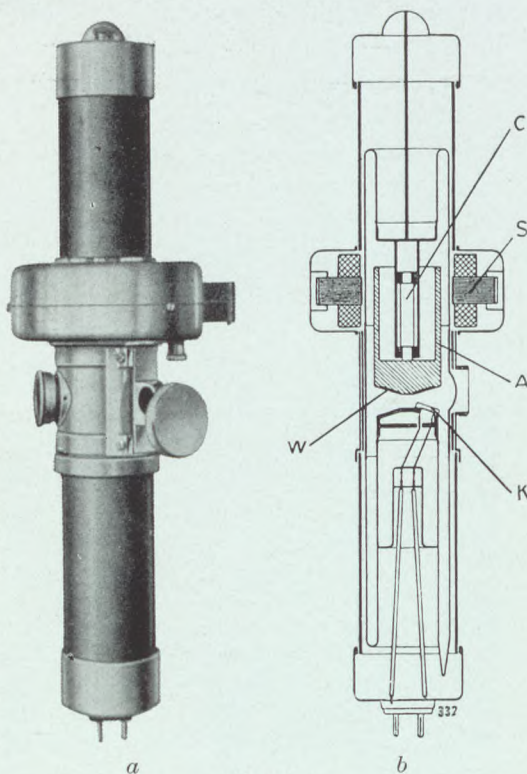
42. kép. A Siemens-gyár SRV-Multix-lámpája.

körül, amely az elektronokat irányítja, éppen ezért helyzete változtatható. Használat közben a katódot és vele együtt a lámpa egész törzsét a földdel kapcsolják össze, tehát ennek feszültsége zérus. Persze az egész lámpa nem lehet fémből, mert ez esetben a lámpa belsején áram nem haladna keresztül. Ezért a jobboldali csiszolathoz hosszabb üvegcső csatlakozik amelynek szabad végébe az antikatódot tartó vörösrézcsövet ragasztják be piceinnel; ennek belsejében pedig egy vékonyabb hűtővízbevezető cső fut. A vörösrézcső vége vastagabb vörösréztömbben végződik, amelybe kis mélyedést vájnak a különböző anyagú antikatód-lemezek kényelmes elhelyezésére.

Az antikatód hűtésekor figyelembe kell venni, hogy a katód földelve van. Tehát legelőnyösebb valamilyen szigetelt hűtőberendezést használni, de 30 kilovoltig megengedhető a vízvezetéki vízzel való hűtés is, ha néhány méter hosszú üvegcsővön keresztül vezetjük a vízáramot az antikatódhoz. Ilyeükor a földbe is áram folyik, de ez csekély erősségű.

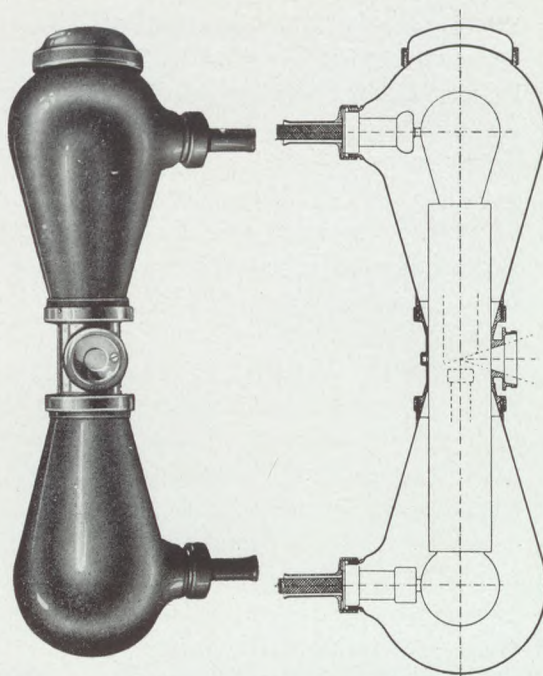
Az izzószál 0.2—0.3 mm átmérőjű wolframdrótból készül és 3—5 menetből álló lapos csigavonal-alakú. A lámpára körülbelül 30 kilovolt kapcsolható átlag 100 milliampère-es Röntgen-áram esetén. Ha azonban az antikatód könnyen olvadó fém, akkor 30—50 milliampère-nél feljebb nem szabad menni. Ellenkező esetben (wolfram antikatód) rövid ideig még 200 milliampère-t is elbír a lámpa 20 kilovolt esetén. Ha az izzószál hosszúsúkás csavarvonal alakú, akkor elhelyezése lényegtelen változtatást kíván meg a cső belsejében.

Az utóbbi időben SIEGBAHN kissé módosította e lámpát (46. kép). Az üvegcső helyett hullámos porcellánhengert használ, mely két kúpos csiszolatban vég-



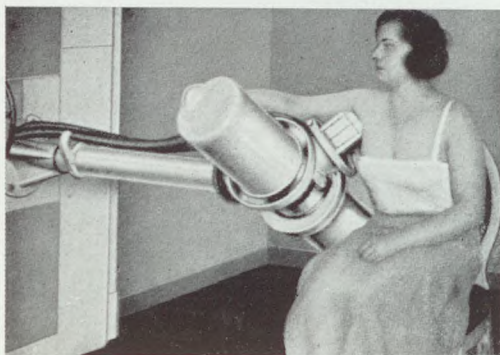
43. kép.
A Rotalix-lámpa (a) és keresztmetszete (b).

zódik: az alsó pontosan beleillik a cső fémtestének köpenycsiszolatába, a felsőt pedig a katódot tartó köpenycsiszolat takarja. Tehát a porcellános csőnek a katódja van elszigetelve a lámpa testétől. Az antikatód ellenben fémcsiszolatallal csatlakozik hozzá. Ez a körülmény a hűtés szempontjából előnyös, ha a nagyfeszültségű áramforrás pozitív sarka amúgy is földelve van. Persze az izzókatód bármikor kicserélhető hideg katódra: ilyenkor szükség van a balról látható túszelepre, amely a gáznyomást szabályozza. A szelepet tartó csiszolat végén van a sugárzó rés. Vele szemben van még egy csiszolat,



44a. kép. A Müller-gyár „nehéz anódos” lámpája feszültségvédő burokban (balról) és keresztmetszete (jobbról).

amely a Röntgen-spektrográf nyílásába illik bele. Hátról látszik a nagy keresztmetszetű, könnyen hajlítható fémcső (tombacső), amely nagyon alkalmas a lámpának a légszivattyúval való összekötésére. Éppen ezért van e cső végén egy másik nagy fémcsiszolat (köpenycsiszolat), amely ráillik a szivattyú megfelelő mageszizolatára. E lámpára körülbelül 40 kilovoltos feszültség kapcsolható.



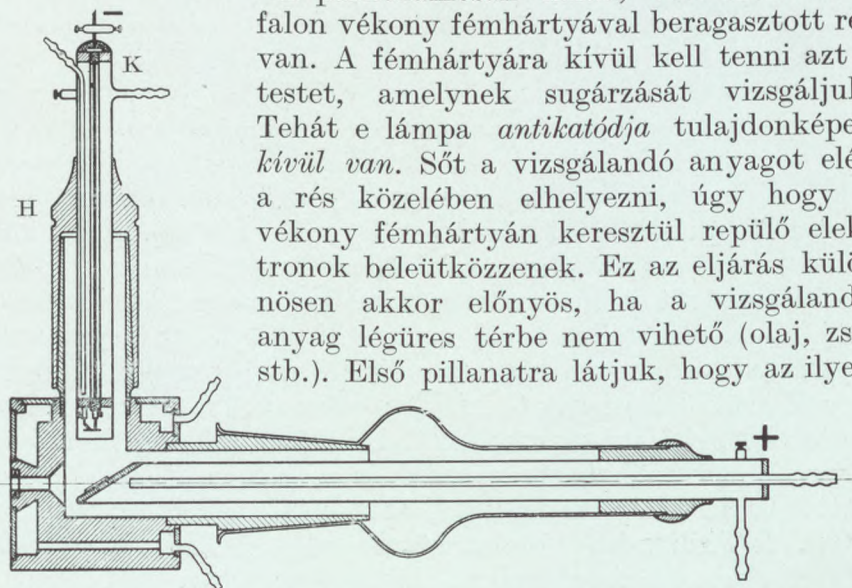
44b. kép.
A Siemens-gyár megérinthető Tuto-lámpája.

A Siegbahn-féle lámpát részben ő saját maga, részben pedig tanítványai többféleképpen módosították. Nem akarunk e lámpák hosszú sorozatával foglalkozni, csak azt említjük meg, hogy készült a most ismerte-

tettnél magasabb feszültségre való lámpa is, készült olyan is, amelyben a katód és antikatód tartórúdja egy egyenesbe esik (47. kép). Jellemző azonban, hogy többnyire az antikatódot szigetelik el a lámpa fémtörzsétől. Említésre méltó a THORAEUS által lágy sugárzás keltésére használt cső. Megjegyeztük már, hogy kis feszültség esetén, mikor lágy Röntgen-sugarak keletkeznek, nem előnyös az izzókatódos lámpákat használni, mert a katód porlódik (27. old.). Ezenfelül még az izzókatódnak az antikatódról visszaverődő fénye is zavaróan hat a fényképezőlemezre. E zavaró körülmények elkerülése végett SIEGBAHN szerkesztett egy lámpát, amelyet THORAEUS használt kísérletei közben. E lámpában válaszfallal különítette el a katódot az antikatódtól; a válaszfalon azonban kis lyukak voltak, melyeket 5—7 mikron vastagságú alumíniumhártya zárt el. E vékony hártán az elektronok áthaladnak — igaz, hogy sebességvesztéssel —, de sem az izzókatód szétporlott részecskéi, sem pedig a fény nem. Az imént említett célból SHEARER és HUNT oxidkatódos Röntgen-lámpákat is szerkesztettek, melyeknek katódja alacsonyabb hőmérsékleten — esetleg izzás és porlódás nélkül — bocsátja ki magából az elektronokat.

SIEGBAHN az említett elvet még egy másik lámpán is alkalmazta. Ennek hosszúkás izzószála a lámpa tengelyé-

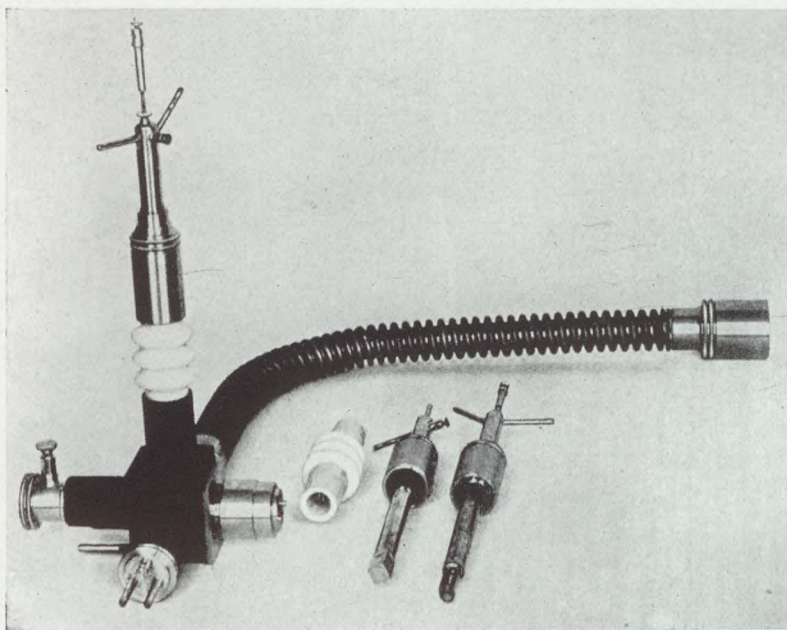
vel párhuzamosan halad, vele szemben a falon vékony fémhártyával beragasztott rés van. A fémhártyára kívül kell tenni azt a testet, amelynek sugárzását vizsgáljuk. Tehát e lámpa *antikatódj*a tulajdonképen *kívül van*. Sőt a vizsgálandó anyagot elég a rés közelében elhelyezni, úgy hogy a vékony fémhártyán keresztül repülő elektronok beleütközzenek. Ez az eljárás különösen akkor előnyös, ha a vizsgálandó anyag légüres térbe nem vihető (olaj, zsír stb.). Első pillanatra látjuk, hogy az ilyen



45. kép. Az üvegszigetelésű Siegbahn-féle szétszedhető fémlámpa.

Röntgen-lámpa semmi más, mint egy tökéletesített Lénárd-féle cső, melyben a tányéros alumíniumkatód helyén izzószál van.

Még nagyobb feszültséget lehet kapcsolni a *Philips-lámpára*, melyet az eindhoveni (Hollandia) Philips-gyár készít; szerkesztőjéről *Bouwers-féle lámpának* is nevezik (48. kép). A lámpa dereka krómacélból készül, melyhez mind-



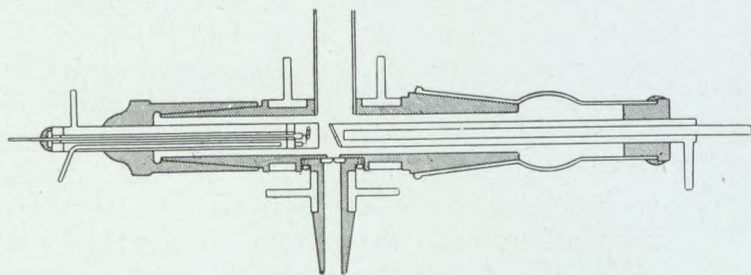
46. kép. A porcellánszigetelésű Siegbahn-féle fémlámpa.

két oldalon egy-egy üveghengert hegesztenek éppen úgy, mint a Metalix-lámpában (néha csak egyik oldalon). A különbség az, hogy az üveghengerek szabad végéhez még egy-egy krómacélgyűrűt is hegesztenek, amelyre csavarokkal szorítható rá az elektródot tartó krómacélfoglat. Az acélgyűrűk egymásra eső peremei közé tömítésül gumit vagy valamilyen lágy fém (ólom) lehet tenni. Esetleg magukat az acélgyűrűket is el lehet látni csavarmenttel, mikor külön szorítócsavarokra nincsen szükség. A középső krómacélhengerhez üveg helyett néha porcellánhengereket illesztenek hozzá alkalmas szerkezettel. A Philips-féle lámpát körülbelül 150 kilovolttal lehet megterhelni. Néhány tipikus Philips-gyártmányú lámpa a 48. képen látható.

DAUVILLIER francia fizikus teljesen mellőzte a fémrészeket a lámpa falában, hanem az egész lámpatestet kvarcból készítette, mely a melegedést jobban elviseli, mint az üveg. A lámpa természetesen szétszedhető, mindkét elektród csiszolt dugón át nyúlik a belsejébe.

Az említetteken kívül még sokan szerkesztettek szétszedhető izzókatódos Röntgen-lámpákat, de ezek inkább csak alakjukra nézve különböznek az eddigiektől, ezért részletebben nem is foglalkozunk velük.

22. Kisülési görbék (karakterisztikák). A Langmuir-féle törvény. Az izzókatódos Röntgen-lámpák körében is fontos annak az ismerete, hogy miképen függ a Röntgen-áram erőssége a



47. kép. Hosszúkas szétszedhető fémlámpa.

feszültségtől és a katód izzításától. Ezt a függést görbevonalakkal szokás szemléltetni, melyeket a lámpa kisülési görbéinek (karakterisztikáinak) neveznek. Két esetet szokás megkülönböztetni: először a katód hőmérséklete állandó és a feszültséget növeljük; másodszor pedig a feszültség állandó és a katód hőmérsékletét emeljük.

Az első esetben a 49a. képen látható görbékkel szemléltethetjük a Röntgen-áram erősségének a feszültségtől való függését; egy-egy görbére nézve az *izzító áram erőssége, tehát a szál hőmérséklete állandó*. A görbék menete híven kifejezi, hogy a feszültség fokozatos növelése közben a Röntgen-áram erőssége mindinkább növekszik, míg végre elér egy állandó értéket, amelyen túl nem emelkedik, hiába fokozzuk a feszültséget. Ez a Richardson-féle telített áram erőssége, amelyben minden kilépő elektron résztvesz. E görbeseregéből rögtön látjuk az izzókatódos lámpa nagy előnyét a gázos lámpával szemben. Ha a vízszintes tengelyen egy feszültségi pontot kiszemelünk, látjuk, hogy a legkülönbözőbb Röntgen-áramerősségek tartoznak hozzá, amelyek a szál hőmérsékletének változtatásával

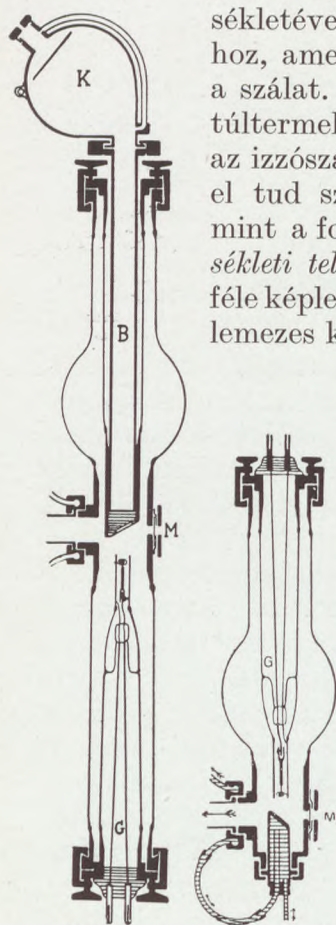
könnyen elérhetők. Viszont egy állandó Röntgen-áramerősséget kiszemelve, tetszésszerűen feszültséggel terhelhetjük meg a lámpát, a nélkül, hogy ez változnék. (Szigorúan nincs így.)

A második görbecsoport (49b. kép) mutatja, hogy a Röntgen-áram miképpen változik, ha a lámpára kapcsolt feszültséget változatlanul hagyjuk, ellenben fokozatosan *növeljük az izzító áram erősségét, tehát a szál hőmérsékletét*. Mindaddig, amíg sok ezer volt feszültség van a lámpán, semmi különös nem tapasztalunk: a Röntgen-áram erősségének görbéje a Richardson-féle képlet szerint mereven emelkedik a magasba (szaggatott vonal). Azonban nagy meglepetés ér bennünket alacsonyabb, pár száz voltnyi feszültség esetén: ekkor ugyanis eleinte növekszik a Röntgen-áram erőssége az izzószál hőmérsékletével együtt, de csakhamar eljut egy határhoz, amelyen túl nem nő, bármennyire izzítjuk is a szálát. Nem, mert belejutottunk az elektron-túltermelés szakaszába: több elektront bocsát ki az izzószál, mint amennyit ez idő alatt a feszültség el tud szállítani; az elektrontermelés bőségesebb, mint a fogyasztás (tértöltés). Ez az áram a *hőmérsékleti telített áram*. Ennek az erősségét a Langmuir-féle képlet szabja meg, amely egymással szemben álló lemezes katód és antikatód esetében így hangzik:

$$J_{\max} = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{V^{\frac{3}{2}}}{x^2}. \quad (3)$$

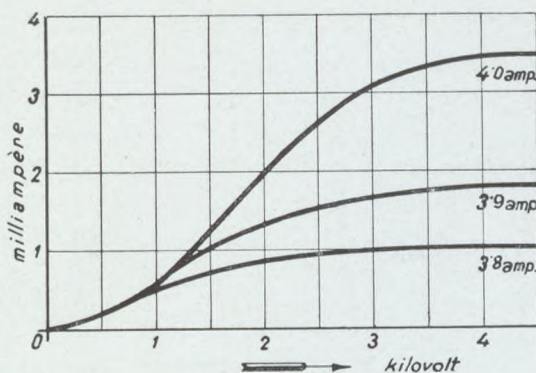
E képletben e/m az elektron töltésének és tömegének hányadosa, x a katód és antikatód távolsága és V a lámpára kapcsolt feszültség. A képlet csak akkor érvényes, ha V alatta van annak a feszültségnek, amely mellett feszültségi telített áram lép föl.

Mi a tanulság ebből a képletből? Az, hogy a lámpán áthaladó Röntgen-áram erősségét — az említett feszültségi határ alatt — megszabja a lámpára kapcsolt feszültség. Bármennyire fokozzuk is a szál izzítását, a Röntgen-áram nem fog növekedni, legfeljebb a szál világít mind vakítóbban, míg



48. kép. Philips-féle szét-szedhető Röntgen-lámpák.

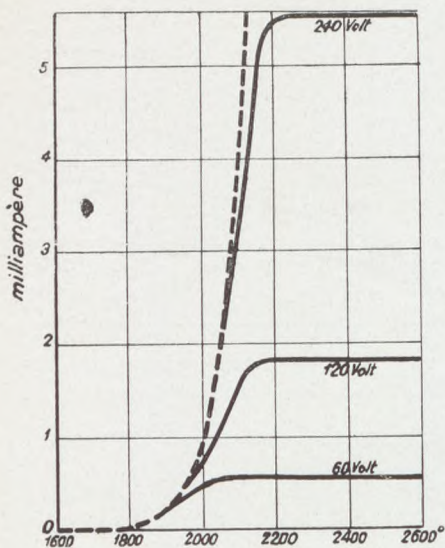
vége elolvad. Ha a feszültséget növeljük, akkor fokozható a Röntgen-áram erőssége is. Mégpedig a képlet szerint számítás alkalmával a feszültség harmadik hatványából kell négyzetgyököket vonni. Mit jelent ez? Egy példával megvilágítjuk: ha a feszültséget megkétszerez-



49a. kép. Feszültségi karakterisztika.

zük, az áramerősség majdnem háromszorosára nő. (Ugyanis $2^{\frac{3}{2}} = \sqrt{2^3} = \sqrt{8}$, amely körülbelül egyenlő 3-mal.) Persze fokozni lehet az áram erősségét egyébként változatlan feszültség mellett úgy, hogy a katódot és az antikatódot közelítjük egymáshoz, hiszen a távolság négyzete a nevezőben szerepel. A lámpának ezt a sajátos viselkedését tekintetbe kell venni akkor, midőn lágy sugárzást állítunk elő vele, tehát kis feszültséggel terheljük meg, de mégis erős sugárnyalábot akarunk belőle kapni. Az említett görbéket az izzókatódos Röntgen-lámpa karakterisztikáinak is nevezik.

23. Autoelektronos (örök) Röntgen-lámpa. A gázmentes lámpában éppen azért van szükség az izzókatódra, hogy áram mehessen át rajta. LILIENFELD (1920) megmutatta, hogy bizonyos föltételek mellett hideg elektródok között is felléphet a kisülés teljesen gázmentes lámpában is. Ennek föltétele, hogy a katód vége, amely csak néhány milliméter távolságban van az anódtól, tűhegyes vagy borotvaéles legyen (50. kép). Ez esetben már körülbelül 5000 voltos feszültség esetén megindul az áram és legnagyobb meglepetésünkre nemcsak az anódból, hanem a teljesen hidegen maradó katód hegyéből is gyenge Röntgen-sugárzás indul ki. Az anódból kiinduló sugárzásról könnyen számot adhatunk. Ugyanis a nagy elektromos feszültség hatására a katód csúcsából vagy éléből elektronok szabadulnak ki, amelyek nagy sebességgel az anódba ütközve, Röntgen-sugárzást keltenek. Nem lehet ilyen egyszerűen a katód sugárzásának magyarázatát adni. Annyi bizonyos, hogy vagy a katódot elhagyó elektronok sebességében áll be valamilyen hirtelen változás, vagy a katód atómjainak kötelékébe tartozó elektronokat éri energiavesztés, melynek árán a



49b. kép. Hőmérsékleti karakterisztika.

Röntgen-sugárzás keletkezik. Mivel e lámpában sem pozitív ionok bombázása, sem a katód izzítása, sem fény nem váltja ki az elektronokat a katódból, hanem a feszültség hatására maguktól lépnek ki, azért az elektromos kisülésnek ezt a faját *autoelektronosnak* is nevezik. Magát a lámpát pedig, mivel a kisülés természete következtében korlátlan ideig használhatónak látszik, öröklámpának (Aeonenröhre) is hívják (Aeonen = öröklét). Ilyen lámpák azonban nincsenek forgalomban.

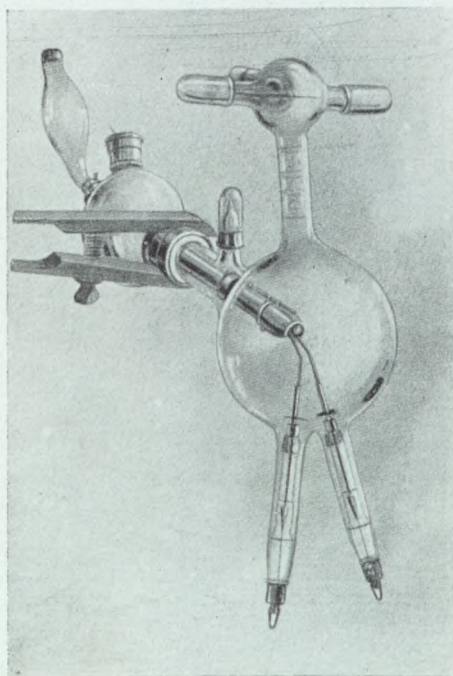
Az autoelektronos kisülési módot óriási méretekben használták föl Röntgen-sugár keltésre LAURITSEN és BENNET amerikai fizikusok (1928), akik majdnem 3 méter hosszú és 30 cm átmérőjű Röntgen-lámpát készítettek, amelyet nagy faállványon helyeztek el. 750 kilovoltos terheléskor a keletkező Röntgen-sugárzás olyan erős volt, hogy még 100 méter távolságban is világított a fluoreszkáló ernyő.

24. A sugárkeltés más módjai. Nem fejezhetjük be a Röntgen-lámpák ismertetését a nélkül, hogy meg ne emlékezzünk a Röntgen-sugár keltésének még néhány módjáról, amelyek nem alkalmasak ugyan lámpaszerkesztésre, de elvi szempontból mégis fontosak. Ezenfelül érdekesek is, mert belőlük látjuk, hogy a Röntgen-sugár sok olyan helyen és alkalommal is jelen van, mikor nem is sejtjük. Így például tapasztalták, hogy légüres térben égő fém-ívlámpából nemcsak fény és ibolyántúli sugarak, hanem gyenge és lágy Röntgen-sugárnyaláb is indul ki. Ugyancsak Röntgen-sugárzás forrása a légüres térben átütő elektromos szikra is. Sőt WIEDEMANN német fizikus megállapította, hogy a levegőben keletkező elektromos szikra és minden elektromos kisülési cső is egyúttal Röntgen-sugarakat is bocsát ki. Az elektromos kisülési csőben világító gázt ebből a szempontból THOMSON J. J. és DAUVILLIER vizsgálta meg. Különösen az utóbbi megállapította, hogy a katód közelében lévő úgynevezett negatív fényoszlop a Röntgen-sugarak szülőhelye; mégpedig a sugárzás

keményisége és erőssége növekszik, ha a katódtól távolodunk és a negatív fényoszlop végéhez közeledünk, ahol legnagyobb lesz. Mindezek a tapasztalatok összhangban állnak a Röntgen-sugár keletkezésének említett módjával. Ugyanis az utóbbi összes jelenségek közben elektronok is szabadulnak ki az atómkötelékből, majd hirtelen elveszíthetik sebességüket, tehát megvan a Röntgen-sugár keletkezésének föltétele. Sőt felvetődik az a gondolat is, hogyha az elektron hirtelen sebességet nyer (gyorsul), akkor vajjon nem bocsáthat-e ki Röntgen-sugarakat. Ez a gondolat nem áll ellentétben a klasszikus elektronelmélettel. (L. 129. old.)

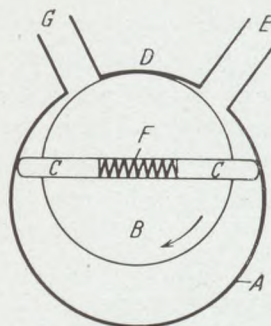
Most még azzal a kérdéssel kell foglalkoznunk, hogy *pozitív töltésű atómkok* (pozitív ionok) hirtelen megállítva lövellnek-e ki Röntgen-sugarakat. A régebbi kísérletek azt mutatják, hogy nagysebességű hidrogén-ionok fémlamezbe ütközve nem keltenek Röntgen-sugarakat, csak ibolyántúli fényt. (WIEN W. és GEHRTSEN). De újabb kísérleti berendezés nélkül is el lehet e kérdést dönteni, mint azt DAUVILLIER tette. Ő megállapította, hogy egy gáztartalmú lámpában a katódra ütköző pozitív ionok még akkor sem keltettek észlelhető Röntgen-sugarakat, ha 200 kilovoltot kapcsolt a lámpára. Újabban azonban (1933) mégis sikerült LIONNAK igen lágy Röntgen-sugárzást észlelni, mikor pozitív ionok fémlamezbe ütköztek. Az azonban RUTHERFORD és RICHARDSON és több angol kutató, továbbá BOTHE és FRANZ kísérletei alapján kétségtelen, hogy a rádióaktív anyagok α -sugaraival bombázott fémek anyagi minőségükre jellemző Röntgen-sugarakat bocsátanak ki, fékezési sugárzást ellenben nem. Ismeretes, hogy az α -részecskék tulajdonképpen pozitív töltésű héliumatómkok.

Önkéntelenül felvetődik a kérdés, hogy a Röntgen-sugár csak elektromos úton



50. kép. Örök-lámpa.

termelhető-e. Nem lehetne-e melegítés útján világra hozni? Milyen kényelmesek lennének az izzólámpa módjára készült Röntgen-csövek! Sajnos, ez eddigelé nem sikerült, de nincs is rá kilátás. Ugyanis a hősugárzás törvényei alapján (ZEMPLÉN GYÖZÖ, POGÁNY és PÖSCHL: Az elektromosság és gyakorlati alkalmazása, 433. oldal) ki lehet számítani, hogy a legbősegesebben sugárzó, úgynevezett teljesen fekete testet is 100 millió absz. fokra kellene hevíteni, hogy sugárzásának leg-erősebb része a középkevény (0.3 \AA) Röntgen-sugarak tartományába essék (feltéve, hogy a hősugárzás törvényei itt is érvényesek). Ilyen hőmérsékletet a földön előállítani nem tudunk. De vajjon izzó csillagok hőmérséklete nincs-e ilyen magas?



52. kép. A forgóretesz szivattyú működésének alapelve.

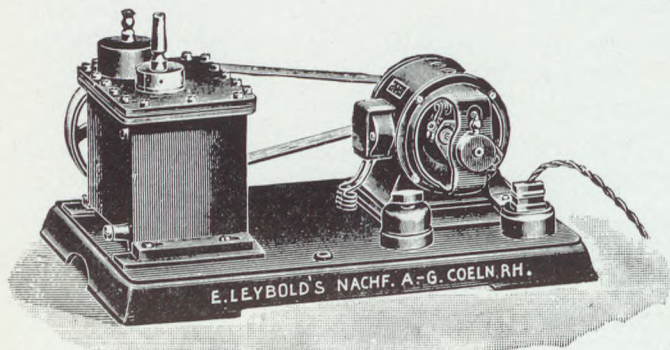
3. A Röntgen-lámpák légritkítása.

(Légszivattyúk.)

Említettük, hogy a gázos Röntgen-lámpákban annyira kell a levegőt ritkítani, hogy a légnyomás néhány ezred-mm magas higanyoszlop nyomásával legyen egyenlő. A gázmentes lámpákban még nagyobb légritkításra van szükség: ezekből el kell távolítani minden gázt, amennyire csak lehet; bennük a légnyomásnak milliomod mm-es higanyoszlop nyomása körül kell lenni. Tehát a Röntgen-lámpák fejlődése magával hozta a légszivattyúk tökéletesítését is. Mi röviden csak azokkal a szivattyúkkal óhajtunk megismerkedni, amelyeket napjaink-

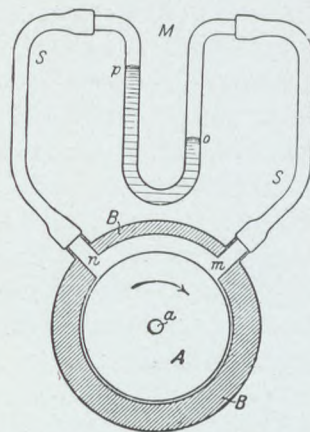
ban úgy a laboratóriumi X-sugárvizsgálatokban, mint a Röntgen-lámpagyárakban használnak.

25. Előszivattyúk. A nagy légritkítású szivattyúk többnyire csak akkor tudnak feladatuknak



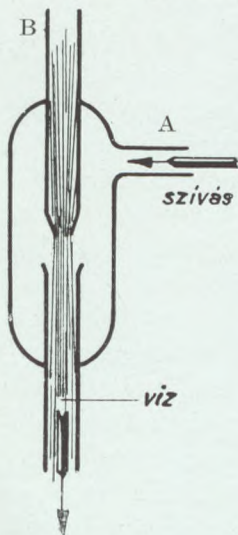
51. kép. A forgóretesz légszivattyú.

megfelelni, ha már valamilyen egyszerűbb szivattyú az előmunkálatokat elvégezte: előzetesen megritkította a levegőt néhány tized vagy század mm-es nyomásra vagy esetleg csak 10—20 mm-esre. Gyakran használt és kényelmes előszivattyú a *forgóretesz*es légszivattyú (51. kép). A balról látható vasdoboz tartalmazza a tulajdonképeni szivattyút; az elől álló cső a szívó, a hátsó pedig a fúvó (légsűrítő) cső. A szivattyút motor forgatja szíjártétellel, vagy tengelyösszekapcsolás útján. A forgóretesz



54. kép. A molekuláris légszivattyú működésének alapelve.

tengelyre merőleges keresztmetszetét ábrázolja vázlatosan. Belől üres fémhengerben forog egy tömör fémhenger, de tengelyük nem esik egybe (excentrikus forgás). A forgó henger oldala egy helyen egészen hozzásimul a külső burokhöz, ugyancsak két véglapja is. A forgó hengerbe két barázdát vésnek, amelyekbe eltolható fémlemezket helyeznek. E forgóreteszeket a henger belsejében elrejtett rúgók hozzányomják a fém-burok belső oldalához, bármilyen helyzetbe jussanak is forgás közben; két végük pedig hozzásimul a burok véglapjaihoz. Ha a belső henger a nyíl irányában forog, akkor a jobboldali *C* lemez maga előtt tolja a belső levegőt (lefelé), míg fölötte légritkított tér támad, amelybe az *E* csövön át tódul be a levegő a kiszívandó térből. Majd a baloldali *C* lemez elhalad a fúvócső (*G*) előtt és megnyitja az utat az összesűrített levegő számára. Ilyen módon az *E* csővel közlekedő térben a levegő folyvást ritkul. A legújabb forgóretesz szivattyúk ritkítási határa körülbelül 0.002 mm-es higanyoszlop körül van. A szívószerkezet a vasdobozban teljesen olajba merül. Ez a készülék nagyon kényelmes előszivattyú.

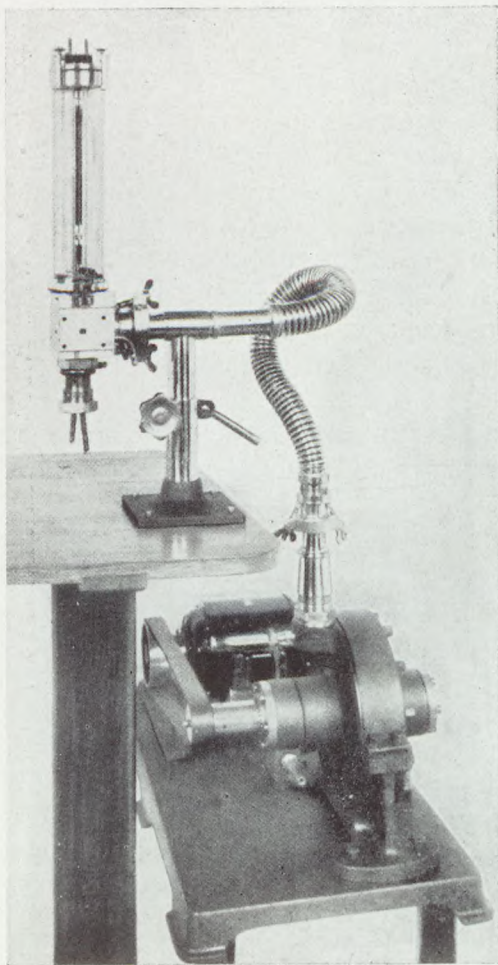


53. kép.
A vízlégszivattyú.

A forgóretesz szivattyú légritkítását nagy mértékben fokozzák azáltal, hogy

fúvócsövéhez egy másik ugyanilyen szivattyú szívócsövét kapcsolják. A két szívószerkezetet egyetlen vasdobozban helyezik el és *kettős-szivattyúnak* (duplex-szivattyú) nevezik. Ezzel újabban már 0·000,01 higanymm-es légritkítás érhető el, tehát gázos Röntgen-lámpák kiszivattyúzására nagyon alkalmas.

Előszivattyúnak néha megfelel a közönséges vízlégszivattyú is, amely 10—20 higanymm-es nyomásra tudja ritkítani a levegőt (53. kép). A *B* csövet összekötjük a vízvezetéki csappal, a kifolyó vízáram a szélesebb burkoló hengerből a levegőt magával ragadja, tehát az *A* csővel összefüggő térben légritkítás áll be.



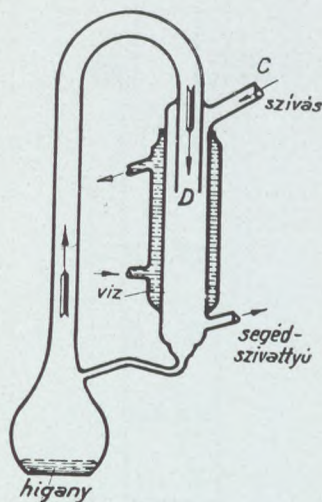
55. kép. A Siegbahn-féle molekuláris légszivattyú Röntgen-lámpával.

26. Nagy légritkítású szivattyúk. A gázmentes Röntgen-lámpákban megkívánt nagy légritkítást már nem lehet elérni a kettős szivattyúval sem. E végett még tökéletesebb szivattyúkra van szükség. Ilyenek a *molekuláris* és a *higanygőzös légszivattyúk*, amelyek mind előszivattyúval működnek.

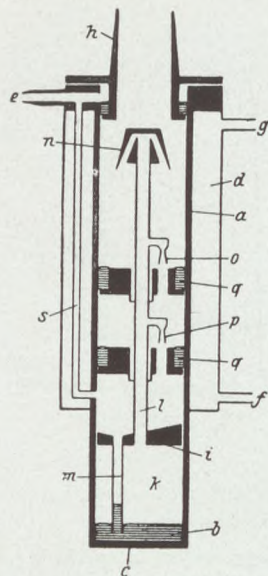
A molekuláris légszivattyú. A forgóreteszés légszivattyúban a hengeralakú burok belső falához simuló fémlemez tolja maga előtt az eltávolítandó levegőt. GAEDE német fizikus gondolt arra, hogy ezt a fémlemez talán el is lehetne hagyni, talán a forgóhenger felszíne is magával ragadná a levegőrészeket, ha elég gyorsan forog. Ez valóban így van, miről a következő kísérlettel lehet meggyőződni (54. kép).

Az *A* fémhenger a *B*-vel jelölt fém-tokban forog, amelyből két cső nyúlik ki (*n* és *m*). E két csövet összekötjük egy nyomásmérő (manométer) két ágával, amelybe higanyt öntünk. Ha a hengert motorral gyorsan forgatjuk, azt tapasztaljuk, hogy az *n* csőben és a nyomásmérő *bal* ágában légritkulás, az *m* csőben és a nyomásmérő *jobb* ágában pedig légsűrűsödés áll be. Ennek jeléül a nyomásmérő *bal* ágában magasabban áll a higany, mint a *jobb* ágban. Mégpedig a nyomáskülönbség a két ágban körülbelül 10 mm-es higanyoszlopnak felel meg. Az az érdekes és fontos, hogy ez a nyomáskülönbség mindig föllép, bármekkora is a levegő kezdeti sűrűsége. Ha légköri levegő van a készülékben és a jobb ágban a nyomás 760 mm-es, akkor a bal ágban csak 750. Ha a levegőt egy előszivattyúval annyira megritkítjuk, hogy a jobb csőben a nyomás 50 mm-es, akkor a bal csőben csak 40. Ha még tovább fokozzuk az előzetes légritkítást, akkor ez úton eljuthatunk odáig, hogy a jobb csőben 10 mm-es a nyomás vagy még kisebb, a balban pedig a zérushoz van közel. Ez a tapasztalati eredmény különben a gázok molekuláris-elmélete alapján is várható.

GAEDE az ismertetett alapelvet úgy használta föl szivattyú-szerkesztésre, hogy félretéve a nyomásmérőt, a jobboldali kis *m* csövet forgóretesz szivattyúval (előszivattyú) kapcsolta össze, a baloldali *n* csövet pedig a kiszívandó térrel. A használatba került szivattyú szívóhengerének belseje bonyolultabb szerkezetű, mint az alapkísérletben használté. Mivel e készülékben a gázok molekuláris elméletéből következő törvényszerűség talált alkalmazást, ezért e szivattyút *molekuláris légszivattyúnak* is nevezik. Légritkítása annál tökéletesebb, minél jobban működik az előszivattyú és minél nagyobb a fordulatszám. Így például 0.05 mm-es előzetes légritkításkor és másodpercenként 200 fordulattal 0.000,000,2 mm-es légritkítást lehet elérni. Nagy előnye e szivattyúnak, hogy nemcsak a levegőt szívja, hanem mindenféle más gőzt is, mely a ritkítandó térbe jut: például olajgőzt, a csapkenőcsből fel szabaduló gőzöket stb. Higany egyáltalában nincs benne, tehát



56. kép. A higanygőzös légszivattyú működésének alapelve.



57. kép. A Gaede-féle háromlépcsős higanygőzös (diffúziós) szivattyú keresztmetszete.

higanygőz nem juthat a kiszivattyúzandó Röntgen-lámpa belsejébe és nem támadhatja meg annak fémalkatrészeit.

Újabban SIEGBAHN módosította a Gaede-féle molekuláris légszivattyút (55. kép). A módosított készülék méretei nagyobbak, belső szerkezete egyszerűbb és tartós használatra alkalmasabb, mint az eredeti. Az upsalai Siegbahn-laboratórium-ban nagyon jó eredménnyel használják a szivattyút. Említésre méltó még a Holweck-féle módosítás is.

A higanygőzös légszivattyú. Napjainkban a molekuláris légszivattyút meglehetősen háttérbe szorították a *higanygőzös szivattyúk*, amelyekhez szintén előszivattyú szükséges. E szivattyúk szerkesztése különösen GAEDE és LANGMUIR nevéhez fűződik. A molekuláris légszivattyúban egy forgó henger ragadja ma-

gával a levegőmolekulákat, a higanygőzös szivattyúban pedig higanygőzsugár, amely sokkal jobban elvégzi ezt. E szivattyúk működését könnyen megérthetjük az 56. kép alapján. A higanygőz a meghajlított felső csőből nagy sebességgel áramlik lefelé a *D*-n keresztül, amelynek közelében a kiszívandó edénnyel összekapcsolt *C* cső torkol a külső burkolat falába. A *D* cső alsó peremének környezetében a higanygőzsugár érintkezésbe jut a *C*-ből feléje áramló levegővel. E levegő molekulái részint beleszivárognak (belediffundálnak), részint belekeverednek a gőzsugárba, amely magával viszi őket a széles cső alsó vége felé. Itt pedig a gőz lecsapódik, minthogy a hűtőköpenyben folyó víz lehűti; a benne lévő levegő eltávolításáról meg éppen az előszivattyú gondoskodik, amely a jobbról kiemelkedő csőhöz kapcsolható. Ha állandó higanygőzáramunk van és az előszivattyú is állandóan működik, akkor a *C*-vel összekötött edényben a légritkítás állandóan fokozódik. Gyakran egyetlen acélcsőben helyezik el az egész szívószerkezetet.

Vajjon mekkora légritkítást lehet ezen az úton elérni? Ez attól függ, hogy a *D* alsó pereme és a külső cső által határolt gyűrűalakú nyíláson (diffúziós rés) meddig tudnak a levegőmolekulák a higanygőzbe diffundálni. Mindaddig, amed-

dig a gőzsugár körül a levegő nyomása nagyobb, mint a gőzben lévő levegő nyomása. Magának a higanygőznek a nyomása nem játszik szerepet. Ha állandóan friss, teljesen levegőmentes higanygőzről gondoskodunk, akkor benne a levegő nyomása zérus lesz, tehát várhatjuk, hogy a C -csőből mindaddig szivárog bele a levegő, amíg ebben a légnyomás szintén zérus lesz. Tehát a higanygőzös szivattyúval elméletileg teljesen légüres teret állíthatunk elő. (Igaz, hogy kisnyomású higanygőz marad benne.) Azonban a végnélküli légritkítésnek határt szab a tömitések tökéletlensége stb.

Az egyetlen diffúziós nyílással ellátott szivattyúnak az a hátránya, hogy igen jó előszivattyú kell hozzá: ugyanis legalább 0.1 mm-es nyomású előzetes légritkítésre van szükség. A nagyteljesítményű előszivattyút mellőzni lehet, ha több egyszerű higanygőzös szivattyút úgy kapcsolunk egymás után, hogy mindegyik az előtte állónak előszivattyúja legyen. Ha három ilyen szivattyút összekapcsolunk, akkor már a vízlégszivattyú is jó a legutolsó előszivattyújának.

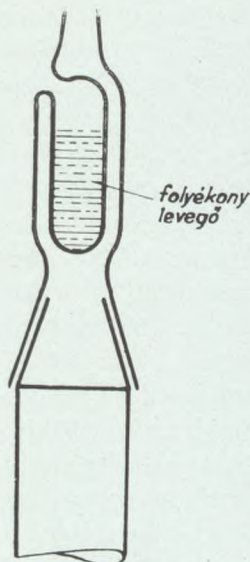
De nem szükséges különálló szivattyúkat összekapcsolni, ezeket egy közös acélcsőbe lehet tenni. Így készülnek a többfokozatú vagy többlépcsős higanygőzös szivattyúk, amelyek közül legjobban el van terjedve a *háromlépcsős*. A Gaede-féle háromlépcsős szivattyú fényképe Röntgen-lámpával együtt a 172., keresztmetszete pedig az 57. képen látható. A szívószervezetet 70—80 cm hosszú vastagfalú acélcsőben helyezik el, amely fölül széles csiszolatban (h) végződik és amelyet kívül a vízűtésre való köpeny (d) vesz körül; ezen nyúlik keresztül az előszivattyúhoz vezető cső (es). Az acélcső belseje három kamrára oszlik, melyekhez alul a higanytartály (k) csatlakozik; a higanyt gázlánggal vagy elektromos melegítő-készülékkel forraljuk. A higanygőz az l csőben fölfelé áramlik, majd pedig a legfelső kamrában az n kupak alatt visszafordul és nagy sebességgel lefelé tart. E kupak alsó szélénél környezetében diffundálnak a gőzsugárba a levegőrészecskék, amelyek a kiszívandó térből kerülnek oda. A levegővel kevert higanygőz lefelé tartva eljut az o nyíláshoz, amelyből ugyancsak nagy sebességgel tör elő a higanygőz és viszi tovább a belekeveredő levegőt a következő kamrába; itt meg átveszi ezt a p nyílásból kiáramló gőzsugár és átszállítja a harmadik kamrába. Az itt felhalmozódó levegőt az előszivattyú távolítja el, melynek most megfelel a vízlégszivattyú is. A vele összekötött kamrából a felsőkbe átlépve a légnyomás fokozatosan

kisebbedik, míg legfölül a nagy légritkítású térbe jutunk. E három kamra a légritkítás három lépcsőfokának felel meg. ezért hívják a szivattyút háromlépcsősnek is. A higanygőz a szivattyú működése közben állandóan le is csapódik és a belső fal mentén vagy a kamrák között lévő nyílásokon át lejut az m csőbe, ebből pedig a legalsó forraló tartályba.

Ennek az acélszivattyúnak nagy előnye, hogy nem kell kímélni, a legtartósabb használat közben is fennakadás nélkül működik. Szívási képessége óriási : több liter térfogatú Röntgen-lámpában úgyszólván pillanatok alatt előteremti a Röntgen-vákuumot. E tekintetben messze fölülmúlja a molekuláris légszivattyút. A szivattyú és a lámpa összekötésére előnyös rövid és nagy átmérőjű csövet használni, mert ekkor a csőnek a légáramlással szemben gördített ellenállása kicsiny. Sokszor közvetlenül ráteszik a Röntgen-lámpát a szivattyú felső csiszolatára. Az újabb időkben *olajgőzös szivattyúkat* is készítettek olyan különleges olajjal, amelynek gőznyomása szobahőmérsékleten 10^{-7} higanymm körül van.

27. A higanygőz kifagyasztása. A higanygőzös szivattyúnak viszont hátránya a molekulárisal szemben, hogy a kiszívandó térbe higanygőz jut, amelyet a szivattyú nem távolít el. Ez a higanygőz a gázos lámpa működését nem zavarja, mert nyomása szobahőmérsékleten nagyon kicsiny (0.0013 mm rendű), de megtámadhatja a lámpa belső fémrészeit. Gázmentes lámpában azonban már zavar a higanygőz, ezért el kell távolítani. Ez a gőz megfagyasztásával érhető el. A higanygőzös szivattyú nagy csiszolatára egy Dewar-féle edényt helyezünk, amelybe folyékony levegőt öntünk vagy fagyasztott széndioxidot (száraz jeget) teszünk (58a. kép). A Dewar-edény felső csiszolatát kapcsoljuk össze a Röntgen-lámpával vagy erre közvetlenül rátesszük a lámpát. A fagyasztó edény lehet fémből is. Szivattyúzás közben csakhamar tapasztaljuk, hogy a higanygőz lecsapódik a Dewar-edény belső falára. Ha nincs ilyen alkalmas Dewar-edényünk, akkor az 58b. képen látható kis üveggészüléket iktatjuk be a szivattyú és a lámpa közé s a üveggörte folyékony levegőbe vagy más hűtőkeverékbe súlylyesztjük. A higanygőz most is lecsapódik az üveggörte belső falára. Molekuláris vagy olajgőzös légszivattyú használatakor fagyasztásra nincs szükség.

28. A légritkítás mérése. Pár szóval meg kell még emlékeznünk a légritkított levegő nyomásának méréséről is. Erre való a MacLeod-féle eszköz. Az 59. képen látható üvegcső-



58a. kép. A higanygőz kifagyasztására való edény.

rendszer felső végét légmentesen összekötjük a légritkított térrel, melyben a nyomást mérni akarjuk, az alsó véget pedig gumicsővel egy higanytartályhoz (T) kapcsoljuk, mely emelhető vagy süllyeszthető. Mérés előtt a higanytartályt olyan mélyre állítjuk, hogy a higanyoszlop lesüllyedjen és a B üvegedény közvetlen összeköttetésbe jusson a légritkított térrel: ekkor ez is megtelik a ritkított levegővel. Most a higanytartályt annyira fölemeljük, hogy a B -be jutott ritkított levegő a felső vékony nyúlványba sűrűsödjék össze. Mivel térfogata kisebb lesz, nyomása nagyobbodik; mégpedig nyomása a P magasságú higanyoszlopével nagyobb, mint a ritkított levegő nyomása, amely kezdetben a B edényben volt. De tudjuk, hogy a gáz nyomása annyszor lesz nagyobb, ahányszor kisebbítjük a térfogatát. Ha tehát a B tartályban össze-

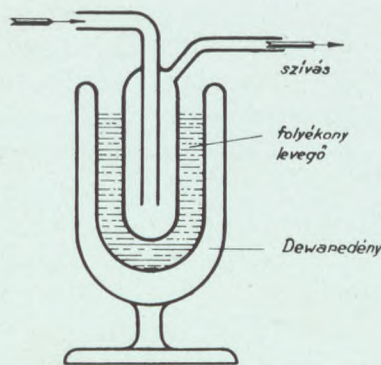
$$P : p = V : v.$$

Ebből az egyenletből

$$p = P \frac{v}{V}.$$

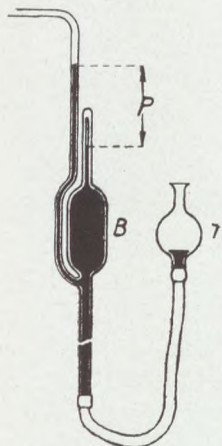
A légritkított levegő nyomása végett tehát ismernünk kell e B edény térfogatát és az összenyomott gáz térfogatát, amelyet leolvashatunk, ha a hajszálcső mellett térfogatosztályzatot helyezünk el. Ha most még leolvassuk a P higanyoszlop magasságát, rögtön megkapjuk a légnyomást.

Első pillanatra azt gondolhatnánk, hogy a Mac Leod-féle eszközzel nemcsak a ritkított levegő nyomását, hanem ennek és a higanygőznek együttes nyomását mérjük meg. Ez azonban nem így van, mert a higanygőz nyomása a hajszálcsőben összenyomás előtt ugyanakkora, mint összenyomás után (telített



58b. kép. A higanygőz kifagyasztására való edény.

gőz); ugyanis összenyomáskor nagy része lecsapódik. Tehát az eszközzel csak magának a ritkított levegőnek a nyomását mérhetjük meg. Kifagyasztás nélkül a teljes nyomás egyenlő lesz a légritkított levegő és a higanygőz nyomásának összegével. Ezenkívül még sokféle légritkítás-mérő eszköz van, melyeknek leírására azonban nem terjeszkedünk ki.



59. kép. A MacLeod-féle légritkítás (vákuum)-mérő.

29. A Röntgen-lámpa szilárd részeinek gáztalanítása. De ne gondoljuk azt, hogy a tökéletes kiszivattyúzás által már eleget tettünk mindazoknak a követelményeknek, amelyek a légüres tér állandó fennmaradását is biztosítják. Ugyanis a Röntgen-lámpa használat közben melegszik, alkotórészei gázt adhatnak ki magukból és a légüres tér gázos térré változhat. Különösen az izzókatódos lámpákban kell e körülményre nagy gondot fordítani. E lámpák belső alkotórészeit különös gonddal kell gázmentessé tenni. E végett a fémalkatrészeket több órán át hidrogénáramban, majd légritkított térben izzítják. Csak ezután kerülnek bele a fémek az üvegcsőbe. A kész Röntgen-lámpát kiszivattyúzás közben még egyszer gáztalanítják. Ezt úgy végzik, hogy az egész lámpát 4—500°-os kemencében fölmelegítik, szálát jól fölizzítják és erős Röntgen-áramot küldenek át rajta. Majd több órai szivattyúzás után az üvegcsövet gondosan leforrasztják. Gázos lámpák alkatrészeinek gáztalanítása hasonlóan megy végbe, de e közben nem kell olyan nagy gonddal eljárni, mint az előbb.

III. FEJEZET.

Röntgen-készülékek.

A Röntgen-lámpában szabaddá vált elektronnak igen nagy sebességet kell adni, hogy hirtelen megállításakor Röntgen-sugár keletkezzék. Ezt a nagy sebességet akkor szerezheti meg, ha az elektródok között nagy (sok ezer volt) a feszültségkülönbség, tehát az elektront mozgó elektromos erő is nagy. Amíg tehát a Röntgen-sugarakat elektron-megfékezés útján termeljük, szükség van nagyfeszültségű áramforrásokra is. Ilyenek a következők: *A*) Nagy akkumulátortelep, elektromos megosztógép és egyenáramú dinamógép; *B*) Induktor és transzformátor.

Az első áramforrásokkal (*A* csoport) röviden végezhetünk, mert ezeket csak szórványosan használják. Elgondolhatjuk, hogy egy 50.000—100.000 voltos akkumulátortelep elkészítése, üzemeltetése milyen költséges és nehéz feladat. Igaz, hogy feszültsége állandóbb, mint bármilyen más áramforrásé. Ezért csak kivételesen olyan mérések közben használják, amelyekben a feszültség állandósága nagyon fontos. Az orvosi gyakorlatban vagy az anyagvizsgálatban használt lámpákat akkumulátorteleppel egyáltalában nem táplálják. A régi Holtz-féle elektromos megosztógépből kifejlődött pompás eszközöket (Wehrsen, Wommelsdorf-féle gépek) szintén lehet használni Röntgen-lámpa táplálására, hiszen motoros hajtás esetén elég egyenletesen működnek; azonban áramerősségük gyenge ahhoz, hogy nagyobb követelményeknek eleget tudjanak tenni. Az egyenáramú dinamógép meg 10.000 voltnál nagyobb feszültségre alig jöhet szóba; egyébként sem nagyon állandó a feszültsége.

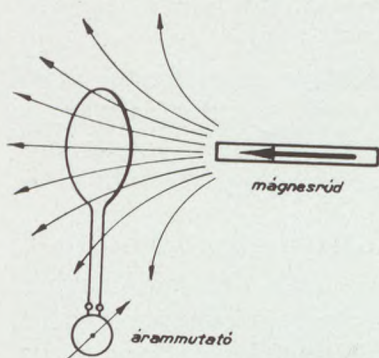
Marad hát a *B*-csoport: az induktorok és a transzformátorok. Ezekkel óhajtunk most közelebbről megismerkedni.

1. Induktoros Röntgen-készülékek.

30. Az indukció. FARADAY, a nagy angol kutató mintegy száz évvel ezelőtt megmutatta a világnak, hogy tetszésszerűen elektromos áramot lehet fejleszteni indukció útján.* A

* *Rybár István*: Faraday Mihály élete és munkássága. T. T. Közlöny, 1931.

legegyszerűbb indukciós kísérlet a következő (60. kép). Egy rézdrótygyűrűt kapcsoljunk össze érzékeny elektromos árammutatóval: áramnak nyoma sincs. Közelítsünk hirtelen a gyűrű felé egy mágnesrudat, esetleg lökjük bele egyik végét: az árammutató azonnal áramot jelez, de csak egy pillanatig: addig, amíg a mágnes mozgatása tart. Mihelyt a mágnes nyugalomba jut, az elektromos áram is megszűnik. Hasonlóképen elektromos áram lép föl akkor is, ha a mágnest a gyűrűtől hirtelen eltávolítjuk vagy belőle gyorsan kirántjuk. De most az áram iránya az előbbivel ellenkező.



60. kép.
Az indukált áram keletkezése.

melyet *erővonalnak* nevezünk. Az egy síkba eső erővonalak szépen kialakulnak, ha a mágnesre tett papírlapra vasport hintünk. De az erővonalak nemcsak a síkban haladnak, hanem a térben is. A térerősség nagysága felől tájékoztat az erővonalak száma. Ha a térerősség valahol egységnyi, akkor ott az erővonalak irányára merőlegesen állított 1 négyzetcentiméternyi lapocskán egyetlen erővonal megy át. Ha a térerősség nagyobb, akkor több. Tehát minél nagyobb a térerősség, annál sűrűbben vannak az erővonalak és minél kisebb, annál ritkábban.

A drótygyűrű körülzár egy sereg mágneses erővonalat, mint a virágszálak a virágszálakat. A mágnes közelítésekor vagy távolításakor — miközben elektromos áram keletkezik — megváltozik a körülzárt erővonalak száma. Tehát tapasztalatunkat úgy is kifejezhetjük, hogy *egy drótygyűrűben mindannyiszor elektromos áram indul meg, valahányszor az általa körülzárt mágneses erővonalak száma megváltozik*. Persze nem fontos, hogy a meghajlított drótnak gyűrűalakja legyen, másféle is lehet.

Minden mágnesrúd a közelébe kerülő mágnesre vagy vasdarabra bizonyos erőt fejt ki, amely lehet vonzó vagy taszító. Ezért mondjuk, hogy a mágnesnek erőtere van. Ez erőterben valahol gondolkunk olyan pontszerű mágnes, amelyben csak a pozitív mágnesség egysége fordul elő. A reá ható erőt nevezzük *térerősségnek*. Ennek iránya és nagysága különböző az erőter különböző pontjaiban. Iránya minden pontban bizonyos görbevonal érintőjével esik össze,

Mikor egy vezetőben elektromos áram kering, azt mondjuk, hogy benne *elektromos indítóerő* működik ; az elektromos indítóerő helyett gyakran feszültséget is mondanak. Tehát a megjelölt föltételek teljesülésekor a drótgűrűben elektromos indítóerő lép föl. Ugyanezt tapasztaljuk, ha a mágneset nyugodtan hagyjuk, ellenben a drótgűrűt mozgatjuk környezetében.

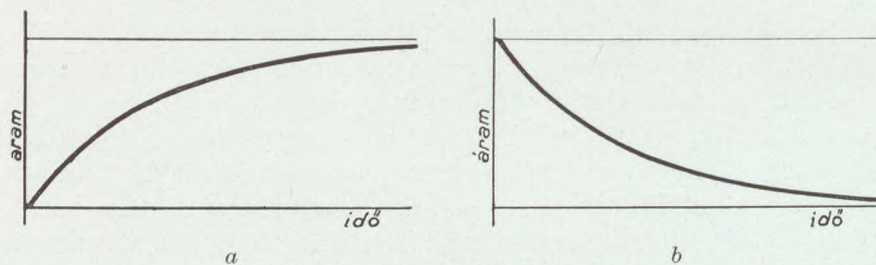
Egyetlen gűrűben kicsiny elektromos indítóerő keletkezik, hacsak a mágnes nem nagyon erős. Csakhamar kiderül, hogy előnyös sok gűrűt, sok drótmenetet : dróttekerccset venni, mert ekkor az egyes menetekben keletkező elektromos indítóerők összeadódnak, mint az egyes elemeké sorozatos összekapcsoláskor (anódtelepek). FARADAY is dróttekerccseket használt indukciós kísérletei közben.

A mágnesrudat, amely az indukált áramot keltette, helyettesíthetjük dróttekerccsel is, amelybe állandó elektromos áramot vezetünk, például akkumulátorokból. Egy ilyen tekercs éppen úgy viselkedik, mint a mágnesrúd : két vége ellenkező mágneses hatást fejt ki, környezetében és belsejében is erővonalak vannak. E tekercset az előbbinek a belsejébe dugjuk s a mágnes közelítését és távolítását azzal helyettesítjük, hogy az áramot a tekercsben hirtelen zárjuk és nyitjuk. A külső tekercsben minden alkalommal indukált áram lép föl : egyik a zárási, másik a nyitási áram ; *de a nyitási áram iránya éppen ellenkezik a zárási áraméval*. Még inkább fokozódik a külső tekercsben indukált áram elektromos indítóereje, ha a belső tekercsbe lágyvasrudakat, úgynevezett *vasmagot* dugunk. Ugyanis a vasmag az áram hatására mágnessé válik, majd pedig elveszíti mágnességét. Az eredmény éppen olyan, mintha a tekercs belsejében az erővonalak száma megszorodnék. (A vas belsejében ezeket indukcióvonalaknak hívják.) Természetes, hogy ennek következtében az indukáló hatás is fokozódik. Magában a vasmágban is keletkezhetik indukált áram, úgynevezett örvényáram, amely ezt melegíti és fölösleges energiapazarlást végez. Az örvényáramok kiküszöbölése végett a vasmagot szigetelt vagy lazán érintkező rúdakkól vagy lemezekből készítik.

Egyszerű kísérlettel meggyőződhetünk róla, hogy a nyitás-kor (szakításkor) fellépő elektromos indítóerő jóval nagyobb, mint a záráskor észlelhető. Azt is tapasztaljuk, hogy az indukált áram elektromos indítóereje kisebb, ha az áramot lassan zárjuk vagy nyitjuk (például valamilyen ellenállás fokozatos közbeiktatásával vagy kikapcsolásával). Tehát kimondhatjuk, hogy

az indukált áram elektromos indítóereje annál nagyobb, minél gyorsabban változik meg a külső tekercs menetei által körülzárt mágneses erővonalak száma és minél nagyobb méretű ez a változás. Ez az eset forog fenn, ha erős áramot hirtelen kikapcsolunk vagy zárunk, vagy az áram iránya változik meg hirtelen.

Nagyon fontos dolog, hogy indukció útján kis elektromos indítóerejű áramból nagyfeszültségű áramot lehet termelni. Csak arra kell ügyelni, hogy a külső tekercs sokmenetű legyen és a belsőben gyorsan változzék az áram. Viszont fordítva is lehet eljárni: nagyobb feszültségű áramot kisebb feszültségűvé is át lehet alakítani.



61. kép. Az önindukció hatása.

31. Az önindukció. Különáram. Az indukció alaptörvénye szerint egy tekercsben mindannyiszor indukált áram keletkezik, valahányszor az általa körülzárt mágneses erővonalak száma megváltozik. Ez az erővonalszám-változás akkor is bekövetkezik, ha nem kettő, hanem csak *egyetlen tekercsünk* van és benne az áramot zárjuk vagy nyitjuk, vagy általában változtatjuk. Tehát ilyen alkalommal indukált áram is lép föl a tekercsben, az eredeti áramforrás áramán kívül. Ezt az indukált áramot *különáramnak* nevezzük. Mi rendszerint a két áram eredőjét észleljük. Minthogy csak egyetlen tekercsünk van, a jelenséget *önindukciónak* hívjuk.

Ha egy nagyobb tekercs két végét akkumulátorteleppel kötjük össze, a zárási áram időbeli változását a 61a. kép mutatja; a vízszintes tengelyre fölmértük az időt, a függőlegesre pedig az áramerősséget. Ez utóbbi pillanatnyilag nem fejlődik ki teljesen, hanem fokozatosan nő addig az állandó értékig, amelyet az elektromos indító erő és az ellenállás hányadosa (Ohm törvénye) szab meg. Ennak az az oka, hogy a zárási különáram mindig a főáram ellen irányul és gyengíti, de maga ez a különáram is folyton gyengül, végre megszűnik.

A tekercs áramkörének megszakításakor viszont az áramerősség nem esik le pillanatnyilag zérusra, hanem esetleg csak pár másodperc múlva (61b. kép). Ekkor csak a különáram marad meg. Ha az áram megszakítása nagyon hirtelen megy végbe, akkor a tekercsben az elektromos indítóerő értéke sokkal magasabbra fölsaphat, mint a bekapcsolt áramforrásé volt, minek jeléül hosszú szikra keletkezik az elválasztott fémrészek között.

Az önindukciónak az úgynevezett váltakozó irányú áramok körében is jelentős szerepe van, melyről később lesz szó (87. old.). Ekkor a viszonyok nem ilyen egyszerűek.

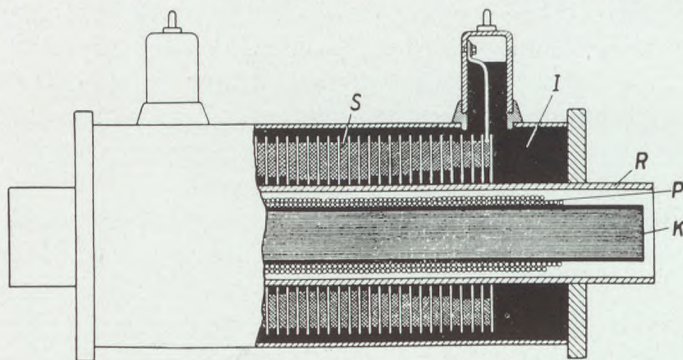
Egy tekercsnek önindukciós viselkedését méretei szabják meg. Minél több menete van és minél nagyobb az átmérője, annál jobban ellene tud szegülni az áram erősödésének vagy gyengülésének. Az ilyen tekercsről azt mondjuk, hogy nagy az önindukciója. Megjegyzendő, hogy a tekercs lehet elég vastag drótból is, tehát a nagy önindukció mellett ellenállása lehet kicsiny is. Különösen nagy mértékben fokozza az önindukciót a tekercsbe dugott vasmag. Egyébként rendszerint rézdrótból készült tekercsre gondolunk.

32. Az induktor szerkezete. Áramszaggatók. 73. oldalon leírt két tekercses kísérleti eszközt RUHMKORFF hozta forgalomba a gyakorlati céloknak megfelelő alakban. Ezt a készüléket *induktornak* nevezik. Hosszú időn át világszerte használták az induktorokat nagy feszültség előállítására. Így azután Röntgen is induktorral dolgozott az X-sugarak fölfedezésekor. Sőt induktort használtak majdnem kivétel nélkül az összes Röntgen-sugárkutatók és orvosok is egészen az utóbbi évtizedekig. Ennek következtében az induktor-gyártás nagyban fellendült, meglepően nagy teljesítményű induktorokat készítettek. Csak az utóbbi időkben szorultak háttérbe a transzformátorok mellett.

Az induktor szerkezete a következő (62. kép): az egymástól elszigetelt vaslemezekből vagy vasrudakból álló magon (K) nyugszik a belső (primär) tekercs, amely vastag vörösrézdrótból készül, pár száz menetű és esetleg több különálló részre oszlik, melyeket a célnak megfelelően lehet egymással összekapcsolni. E belső tekercset jól szigetelő cső (R) veszi körül, amelyen a külső (secundär) tekercs foglal helyet. Ez lemezes tekercsrészekre (s) oszlik, melyek egymás után vannak kapcsolva; így a nagyfeszültség-különbségű szakaszok egymástól távol esnek. Nem így lenne, ha a tekercs meneteit egymásra réte-

geznék, mint a cénaorsón a cérnát. A menetek száma 100.000-re is rúghat. A külső tekercs szigetelésére igen nagy gondot kell fordítani : ezért az egészet nagyon jól szigetelő anyagba (gyanta, viasz) süllyeszti bele. A szigetelőréteg a végek felé mindinkább vastagszik, mert itt nagyobb feszültség lép föl, mint középen.

Hogy a külső tekercsben indukált áram keletkezzék, a belsőben áramváltozásra van szükség. Ez rendszerint a belső tekercsen át folyó egyenáramnak gyors egymásutánban történő megszakításából és zárásából áll. Erre való az *áramszaggató*. Nagyobb induktorok áramkörében *elektrolites* vagy *higanyos*



62. kép. Az induktor szerkezete.

áramszaggatót használnak : az előbbiben maga az áram okoz olyan változásokat, amelyek áramszaggatásra vezetnek ; az utóbbiban pedig a higany mesterségesen zárja és nyitja az áramkört.

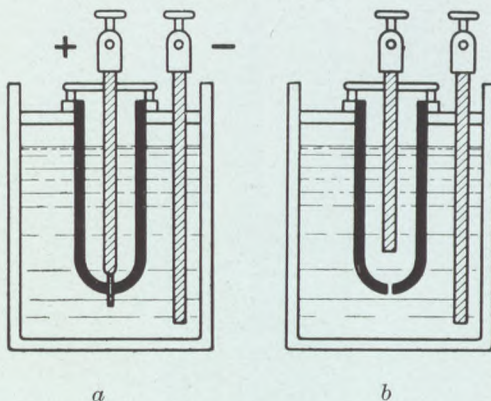
Az első elektrolites szaggatót WEHNELT szerkesztette 1899-ben. Ilyen szaggatót a következőképen állíthatunk össze (63a. kép). Nagyobb üvegcsőbe hígított kénsavat öntünk, melybe széles ólomlemez süllyesztünk, vele szembe pedig porcelláncsövet állítunk, melyben alul platinadrótban végződő ólomrúd van, s a platinadrót vége kinyúlik a csőből egy kis lyukon keresztül. A szaggatót úgy kapcsoljuk az induktor belső áramkörébe, hogy a platinacsúcs az áramforrás pozitív, az ólomlemez pedig negatív sarkával álljon összeköttetésben. Mikor az áramot zárjuk, a legnagyobb ellenállású helyen, a platinacsúcson nagy hőfejlődés indul meg : körülötte csakhamar gőzburok képződik, mely az áramot megszakítja ; de viszont a megszakítási szikra szétüti a gőzburkot, tehát az áram ismét záródik ; majd az egész folyamat ismétlődik. Ha akár elektrolízis, akár a vízgőznek magas hőmérsékleten beálló disszociációja (hidrogén és oxigén-

molekulákra való szétesése) következtében durranó gáz jelenlétét is föltesszük a gőzburokban, akkor a megszakítási szikra egyszerűen fölrobbantja ezt a gőzburkot, amely vízzé válik. A szaggatási szám másodpercenként pár száz és néhány ezer között változhat: függ a kinyúló platinadrót hosszúságától és vastagságától. De ezenkívül függ még az induktor méreteitől is: sokmenetű belső tekercs esetében kicsiny, kevesebb menetűben pedig nagy a szaggatási szám. A belső tekercset azért osztják föl részekre, hogy ezeket különböző módon összekapcsolva a legkedvezőbb szaggatási számot lehessen elérni. A Wehnelt-féle szaggatót 65—250 volt között lehet használni.

SIMON még ugyanebben az évben egyszerűsítette a Wehnelt-féle szaggatót. Kivette a platina-csúcsot és az áramot a porcelláncső kis nyílásán engedte átfolylni (63b. kép). Ekkor a kis lyuk

lett a nagy ellenállású hely, benne keletkeztek a gőzbuborékok. A Simon-féle szaggatót 110—250 volt között lehet használni.

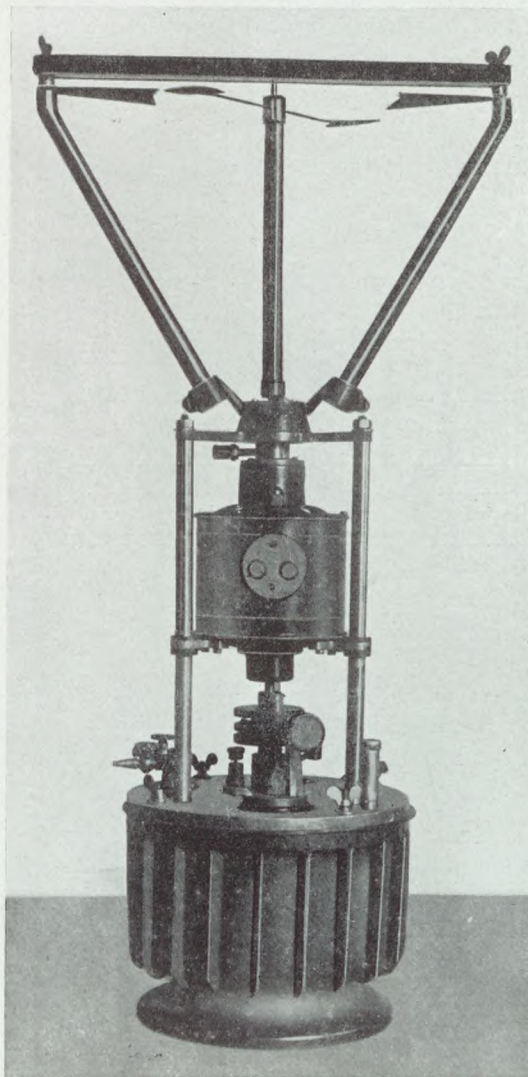
Az elektrolites szaggatók nem bírják el a tartós terhelést, mert erősen felmelegednek. Ezenfelül olyan kellemetlen zajt csapnak, hogy vagy hangfogóval kell őket ellátni, vagy külön helyiségben elhelyezni — nem is szólva az ártalmas gőzökről, amelyek használatuk közben fejlődnek. A szaggatási számot sem lehet bennük kellőképen szabályozni. Ezért teljesen háttérbe szorították ezeket a *higanyos szaggatók*, amelyeknek alap gondolata TESLA-tól származik (1898). A sokféle fajta közül csak a *higany sugarasat* ismertetjük, amely a gyakorlatban jól bevált (64a. és b. kép). Alsó nagy vasedényébe 300—400 köbcm higanyt kell önteni, mely az edény fenekén gyűlik össze. A higanyba két vascső nyúlik bele, melyek a fölül lévő motor tengelyéhez körülbelül 45° alatt vannak erősítve. A vascsövek fölött vízszintes fémlemez látható, amelyek az áramforrás sarkaival állnak összeköttetésben. A motor megindításakor a vascsövek alsó végében lévő higanyra centrifugális erő hat, melynek egyik összetevője a higanyt a csövek-



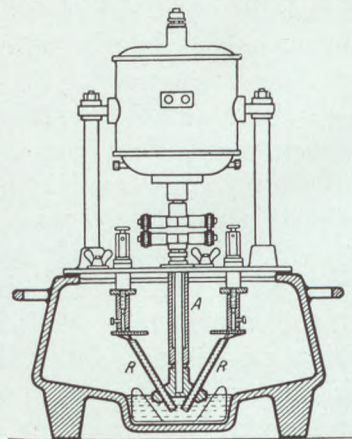
63. kép. Folyadékos áramszagatók.

ben fölemeli, majd nagy sebességgel a fölöttük lévő fémlemezekhez vágja hozzá : mindaddig, amíg a higanyugár e lemezeket eltalálja, zárva van az áram, míhelyt elhagyja, megszakad.

A szaggatási szám természetesen a fordulatszám-tól függ és rendszerint 30–40 másodpercenként. Az áramerősségének a higanyugár vastagsága (a csövek nyílása) és az induktor belső tekercse szabhatórt. Amikor a higanyugár lesiklik a fémlemez pereméről, megszakítási szikra keletkezik, amely úgy a higanyt, mint a fémlemezt oxidálná. Ennek elkerülése végett oxigéntől mentesítjük a vastartály belsejét: egyszerűen világító-gázzal töltjük meg, gon-



a

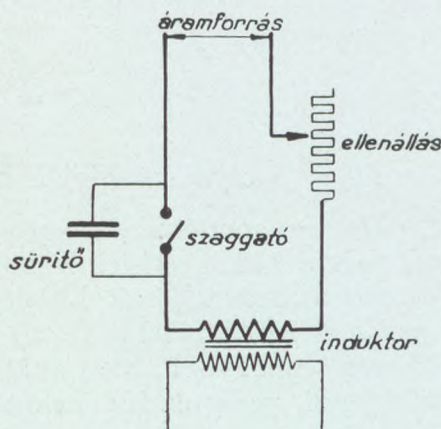


b

64. kép. Higanyugaras áramszaggató.

dosan ügyelve arra, hogy a gáz minden levegőt kihajtson belőle; ennek az a jele, hogy a vastartályból kiömlő gáz egész terjedelmében világító lánggal ég. Használat közben állandóan összeköttetésben lehet hagyni a tartályt a gázcsappal.

A megszakítási szikra az induktor működésében is keletlen zavarokat okoz. Ugyanis az indukciónak jól ismert törvénye az, hogy a külső tekercsben termelt elektromos indítóerő annál nagyobb lesz, minél gyorsabban játszódik le a belső tekercsben az áramváltozás. Nyilvánvaló, hogy a szikra éppen ellene dolgozik a gyors áramváltozásnak, hiszen a megszakítás helyén éppen akkor okoz zárlatot, mikor a fémrészek már egymástól eltávolodtak, s így késlelteti a belső áram halálát. A gyors árammegszakításnak tehát érdekében áll a szikra kiküszöbölése. Ennek módját FIZEAU francia fizikus már régen, 1853-ban megmutatta: az áramszaggató mellé még egy nagyobb sűrítőt is kell kapcsolni, mégpedig úgy, hogy a szaggató egyik szorítócsavarja a sűrítő egyik fegyverzetével, a másik csavar pedig a másik fegyverzettel álljon összeköttetésben (65. kép). Ekkor a megszakítás pillanata után az induktor belső tekercse a sűrítőn keresztül zárva marad, s így a megszakítási különáram szikrát alig okoz, hanem a sűrítőbe szalad bele és feltölti ennek a fegyverzeteit: szóval a sűrítő mintegy elnyeli a szakítási áramot. Ez az elnyelés sokkal rohamosabban megy végbe, mint a szikra leszakadása, tehát az áramváltozás is sokkal gyorsabb, mint sűrítő nélkül.



65. kép. A sűrítő szerepe az induktor belső áramkörében.

33. Az induktor működése. Áramzárási- és szakítási feszültség. Megismerve az induktor szerkezetét röviden beszámolhatunk működéséről is. *) A belső tekercs zárásakor az áram nem éri el a zárás pillanatában az Ohm-törvény megszabta értékét, hanem az önindukció miatt csak fokozatosan (esetleg néhány század vagy tizedmásodperc alatt) erősödik föl ennyire (66a. kép). Ha azt akarjuk, hogy az áram a zárás után gyorsan elérje legnagyobb értékét, akkor nem túlságosan kis ellenállású és kevesebb menetű belső tekercset kell vennünk. Pontosan kifejezve arra kell törekednünk, hogy az ellenállás nagy legyen az önindukcióhoz

*) Eltekintünk a vasmag átmágnesezéséből és az örvényáramokból származó veszteségtől, továbbá a külső tekercsben folyó áram visszahatásától.

képest. A belső áram erősödése a külső tekercsben elektromos indítóerőt kelt, melynek időbeli változását a 66. képen a folytonos vonal (b) ábrázolja.

Vajjon mekkora lesz zárás közben a külső tekercsben fellépő elektromos indítóerő legnagyobb értéke (E_2^{\max})? Az elméleti számítások szerint, melyeket itt mellőzünk, ez *legfeljebb* annyszor nagyobb a belső áramkörbe kapcsolt áramforrás elektromos indítóerejénél (E_1), ahányszor több menete van a külső tekercsnek (n_2), mint a belsőnek (n_1). Képletben is fölírhatjuk ezt a szabályt:

$$(4) \quad E_2^{\max} = \frac{n_2}{n_1} E_1.$$

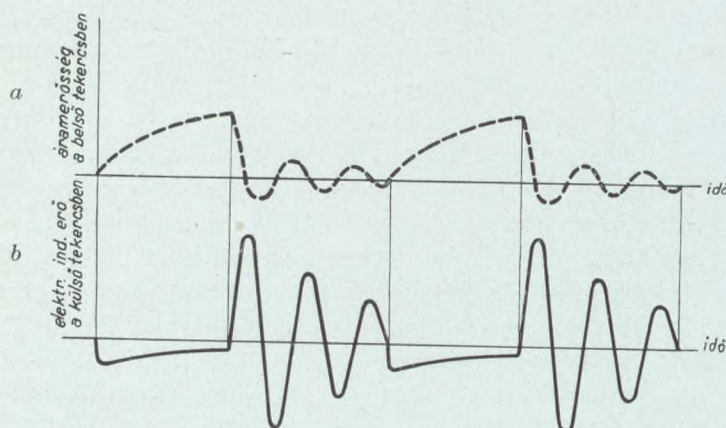
Az $\frac{n_2}{n_1}$ hányadost hívják az induktor áttételi számának.

De ne gondoljuk, hogy a második tekercs elektromos indítóereje akkor éri el legnagyobb értékét, mikor a belső tekercs árama teljesen kifejlődött. Nem! Sőt éppen ellenkezőleg a zárás pillanatában: hiszen az áramváltozás éppen ekkor a legnagyobb, nem akkor, mikor az áram már állandó kezd lenni, pedig az indukció szempontjából mindig az áramváltozás a fontos.

Vizsgáljuk meg most az *áramszakítás* lefolyását, amely bennünket sokkal jobban érdekel, mert a Röntgen-lámpák táplálására mindig a külső tekercs szakítási áramát használják. A belső áramkör megszakítása után a belső tekercsből és a hozzákapcsolt sűrítőből álló áramkörben érdekes áramlási jelenség játszódik le (66a. kép). Ugyanis a belső tekercs árama a megszakítás pillanatában nem szűnik meg azonnal, hanem a különáramban folytatódik (önindukció). Ez a különáram beleszalad a sűrítőbe és feltölti ennek fegyverzeteit. De a sűrítő a töltést nem tudja megtartani, hiszen a belső tekercsen át zárva van. Így tehát kisül, de a kisülési áram az előbbi különárammal ellenkező irányú lesz. Ez az áram ismét feltölti a sűrítőt, de ellenkezően, majd az egész jelenségsorozat ismétlődik. Tehát a megszakítás után a belső áramkörben gyorsan változó irányú és fokozatosan csökkenő erősségű áram halad: ezt a jelenséget nevezik *csillapított elektromos rezgésnek*. Folyadék áramlásakor is támadhatnak ilyen rezgések. U alakú üvegcsőbe öntsünk higanyt, kissé ferdítsük el, majd pedig állítsuk ismét függőlegesre; a higany felszíne az egyik csőben süllyed, a másikban pedig emelkedik, majd az egész folyamat megfordul. Visszatérve az

induktorhoz, persze szükséges, hogy az elektromos rezgés befejeződjék akkorra, mire az új áramzárás következik. Ez a sűrítő és tekercs méreteinek megfelelő választásával — nem hagyva figyelmen kívül a szaggatási számot sem — elérhető. A belső tekercsben fellépő áramváltozásokat nyomon követi a külső tekercs elektromos indítóereje. Ez a megszakításkor hirtelen magasra csap föl, majd hullámszerűen zérusra fog le (66b. kép).

Most érkezünk el az induktor tárgyalásának legfontosabb kérdéséhez: mekkora lesz a külső tekercsben a *szakítási elektro-*



66. kép. Az induktor belső áramának *a)* és a külső kör elektromos indítóerejének *b)* változása.

mos indítóerő legnagyobb értéke és hogyan számítható ki az induktor adataiból? Az elméleti számítások, amelyekbe persze itt nem mélyedhetünk el, arra az eredményre vezettek, hogy ez esetben nincs minden elintézve az *áttételi számmal*, mint a záráskor. Ugyanis a zárt külső tekercsben fellépő elektromos indítóerő legnagyobb értékét (E_2^{\max}) úgy kapjuk meg, hogy a belső körbe kapcsolt állandó elektromos indítóerőt (E_1) az áttételi számon kívül még egy tényezővel megszorozzuk:

$$E_2^{\max} = E_1 \frac{n_2}{n_1} \left(\frac{1}{R_1} \sqrt{\frac{L_1}{C}} \right) = E_1 \frac{n_2}{n_1} a. \quad (5)$$

A jobboldali új tényező (a) akkor lesz nagy, ha kicsiny a belső kör ellenállása (R_1), de nagy a menetszám (L_1)*, továbbá kicsiny

* Ez a követelmény éppen ellenkezik az áram gyors kifejlődésének feltételével (79. old.); a kettőt össze kell egyeztetni.

kapacitású sűrítő (C) van hozzákapcsolva. Ugyanis ekkor a belső tekercsben erős áram van, nagy a rendelkezésre álló mágneses energia és elég gyorsan csökken a különáram. A nagy külső feszültséget tehát nemcsak az áttételi szám szabja meg, hanem az imént említett körülmények is. Sőt aránylag kis áttételi számmal is lehet olyan induktort készíteni, amely a külső tekercsben igen nagy elektromos indítóerőt termel: csak arra kell törekedni, hogy a szorzó nagy legyen. Így a bázeli Klingelfuss-gyár 100-nál valamivel nagyobb áttételi számmal olyan induktort is gyártott, amely 1 méteres szikrát adott. (Megjegyzendő, hogy az $a E_1$ szorzat éppen a belső tekercsben az áramszakításakor fellépő elektromos indítóerő legnagyobb értékét jelenti. Tehát ezt most is az áttételi számmal kell megszorozni, hogy a külső elektromos indítóerőt megkapjuk.)

Az elmondottakból egy jól ismert, de nagyjelentőségű igazság világlik ki: *az induktor külső tekercsében a nyitási (megszakítási) feszültség legnagyobb értéke sokszor nagyobb lehet, mint a zárásié.* A nyitási feszültség akkor éri el legnagyobb értékét, mikor a belső tekercs különárama megszűnik: ugyanis ez időpont közelében leggyorsabb az áramváltozás (66. kép).

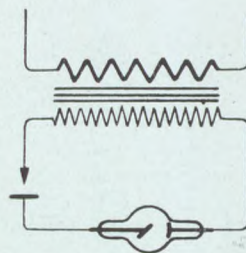
34. Egyenirányítás. A Röntgen-lámpák táplálásakor csak a megszakítási áramot igyekszünk használni. Éppen ezért a lámpát úgy kapcsoljuk a külső tekercs körébe, hogy a nyitási áram iránya az anódtól a katód felé mutasson. Azonban az induktor külső áramkörében ellenkező feszültségek is föllépnek, amelyek a katódtól az anód felé irányuló áramot akarnak indítani. Izzókatódos lámpák, ha anódjukat jól hűtjük, egyszerűen lefojtják ezeket a zavaró áramokat, hiszen ezeken keresztül a katódtól az anód felé nem mehet áram. Mindamellett e lámpáknak sem válik előnyére az ellenfeszültség, különösen ha nagy: ugyanis az anód porlódik és az átütés veszélye is fennforog.* Gáztartalmú lámpák azonban az áramot mindkét irányban átengedik magukon, tehát ezeknek használatakor feltétlenül gondoskodni kell a zavaró áramlökések kiküszöböléséről. E célra itt is alkalmas *szelepeket* használunk, akárcsak a víz- vagy légszivattyúknál, mikor csak egyik irányú víz-

* Az átütés abban áll, hogy a lámpa két vége között szikra csap át, és ez az üvegen alig látható kis repedést okoz, melyen át a levegő beszívárog. Az átütés ellen úgy lehet védekezni, hogy a lámpával párhuzamosan megfelelő rövid szikraközt kapcsolunk. Ekkor ugyanis a szikra a lámpa helyett ennek fémgömbjei között üt át.

vagy légáramot akarjuk átengedni. A legegyszerűbb ilyen szelep a fémcúcsból és fémlemezről álló szikraköz, amelyet a Röntgen-lámpával sorban a külső áramkörbe kapcsolunk, mégpedig úgy, hogy a lámpa katódja a csúccsal, anódja pedig a lemezzel álljon összeköttetésben (67. kép). Ez a szelep ugyanis első-sorban a csúctól a lemez felé irányuló áramot engedi át, amelyet éppen a lámpán is át akarunk küldeni; az ellenkező irányút azonban nagy mértékben lefojtja. Ezért kapunk hatalmas durrogó szikrákat akkor, ha a lámpát kikapcsoljuk és a megszakítási áramok részére a csúcsot pozitív saroknak választjuk. A Röntgen-áram megszüntetésére sokszor nemcsak egy ilyen szelepet használnak, hanem a szelepeknek egész sorozatát egymás után kapcsolva; mégpedig a fémcúcsok helyett ferdén levágott kis fémhengereket is vesznek.

Még jobb lesz a szelephatás, ha az elektródokat légritkított üvegcsőbe zárjuk. Az ilyen légritkított cső neve *szelepcső*, amelybe egy kisebb és egy feltűnően nagyobb felszínű fémbevezetés van beforrasztva: a kisebb játssza az előbbi csúcs, a nagyobb pedig a lemez szerepét. Ez irányadó a szelepcső kapcsolására nézve is. A légritkítás foka e szelepcsőekben jóval alacsonyabb, mint a gáztartalmú lámpákban. Ezért az egész feszültségnek csak kis részét emésztik föl. A megfelelő nyomásról vagy regenerálással vagy nagy tartaléküveggömbbel lehet gondoskodni.

A nem kívánatos áramok kiküszöbölésének egy másik módja a lámpa *áramkörének megnyitása* a szükséges időtartamra. E célból a higanyos szaggató motorjának tengelyét jó szigetelő rúddal megnyújtjuk és erre vízszintesen 20—30 cm hosszú fémrudat (tűt) erősítünk, amely szaggatás közben forog (68. kép). A tű két vége majdnem súrolja azt a két fémlemezt, amelyek ugyancsak jó hosszú szigetelő rudak végén nyugszanak és az induktor külső tekercséhez vannak kapcsolva, persze a Röntgen-lámpán keresztül. Ezt a tűs kikapcsolót úgy állítjuk be, hogy a tű éppen akkor zárja a külső tekercs áramkörét (a Röntgen-lámpáét), mikor a belső megszakadt (68. kép). A zárás persze csak rövid ideig tart, addig, amíg a tű elszalad a pár cm széles fémnyelvek előtt; éppen ezalatt szökik fel a külső tekercs elektromos indítóereje a legnagyobb értékére. Mikor a belső körben a rezgési játék kezdődik vagy az újabb áram-

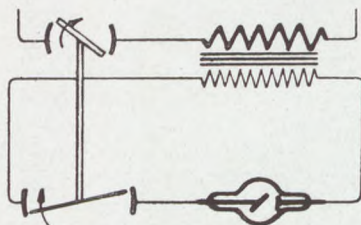


67. kép. Az egyenirányító szelep kapcsolása.

zárás ideje következik, akkor a külső áramkör mindig nyitva van, tehát a lámpa a zavaró áramlökésekből semmit sem kap. Az áram a belső körben egy körülfordulás alatt rendszerint csak kétszer szakad meg: ilyenkor a külső körben elég egy forgótű. Ha ellenben nagyobb a szakítások száma, akkor két tűt is lehet használni.

2. Transzformátoros Röntgen-készülékek.

A szelepcső vagy a tűs kikapcsoló elvezetett bennünket az induktoros készülékek határállomásához, amelyen túl nincs mit keresnünk. E határállomáson pedig az volt a legnagyobb



68. kép. A forgótűs kikapcsoló működése.

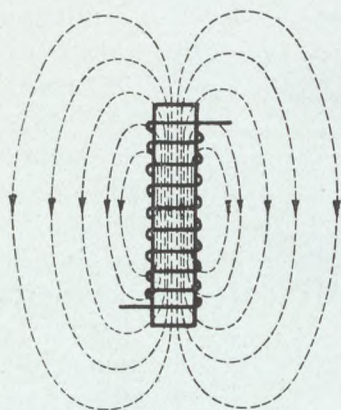
eredmény, hogy a Röntgen-lámpán egyirányú erős áramlökéseket tudunk átküldeni. Pedig az induktor feszültségi görbéjén látszik, hogy ez áramlökések időtartama aránylag nagyon kis része a lámpa használati idejének. Tehát az induktossal táplált lámpa tulajdonképpen csak ritka időközökben kapja meg a maga táplálékát, pedig az ide-

ális eset az volna, hogy a lámpán szép egyenletesen haladjon át az áram és termelje a sugárzást. E felé az ideális állapot felé közeledünk a *transzformátoros Röntgen-készülékekkel*.

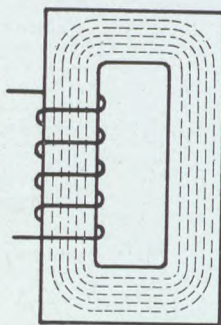
Ezeknek előtérbe jutását még a következő kis megfontolás is indokoltá teszi. Ha bejárjuk egyszer azt a kerülőutat, amelyen keresztül a városi áram az induktoros készülékben a nagyfeszültség csúcsára eljutott, szinte csodálkoznunk kell azon, hogy az induktor olyan sokáig kiváltságos helyet foglalt el a Röntgen-laboratóriumban. Ugyanis a dinamógép tekercsének változó irányú áramából először egyenáramot csináltak az áramközpontokban, majd az egyenáramot a fogyasztás helyén mesterségesen ismét változóvá tették: szétszaggatták, hogy indukciós hatása legyen. Nem sokkal természetesebb-e a dinamógép áramát meghagyni születése formájában váltakozó áramnak és ezt közvetlenül felhasználni indukcióra: nagyfeszültség termelésére? Kétségkívül igen! E gondolat uralomra jutása egyúttal az induktorok alkonyát és a transzformátorok hajnalát jelentette.

35. A transzformátor szerkezete és működése. Az induktor rúdalakú, *nyitott vasmagja* akadálya a takarékos áramátalakí-

tásnak. Ugyanis e vasmag környezetében az erővonalak szétszóródnak, minek következtében a külső tekercs minden menete nem zárja körül valamennyit, hanem a vasrúd dereka tájáról kiinduló erővonalak teljesen elvesznek a külső tekercs szélső menetei számára (69. kép). Természetesen ezek az indukció szempontjából nem jönnek figyelembe, hiszen e tekintetben csak a körülzárt erővonalak játszanak szerepet.* E hiányon segíthetünk, ha a nyitott vasmag helyett *zárt vasmagot* veszünk. A nyitott vasmagból könnyű ilyet csinálni, csak meg kell hajlítani például gyűrű alakúra, vagy ki kell egészíteni négy-



69. kép. Az erővonalak nyitott vasmag esetén.



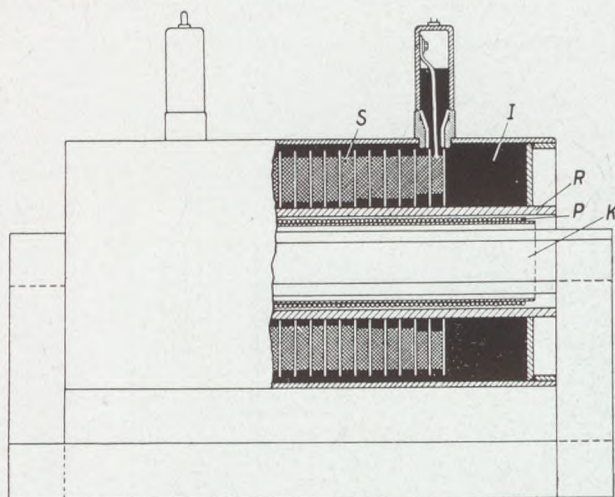
70. kép. Az erővonalak zárt vasmagban.

szögletes keretté. A zárt vasmag körül folyó áram keltette mágneses erővonalak (indukcióvonalak) nem szóródnak széjjel, hanem a vas belsejében záródnak, követve annak görbületét (70. kép). Esetleg csak csekély szóródásról lehet szó. Ennek az az előnyös következménye van, hogy a külső tekercs összes menetei majdnem valamennyi erővonalat körülzárják, nem vesznek el erővonalak a tekercs szélső menetei számára sem. Ennek következtében az áramátalakítás gazdaságosabb, mint nyitott vasmag esetén és a termelt nagyfeszültségű áram is jobban felhasználható. Bár FARADAY első kísérletei közben zárt vasgyűrűre csévéltek tekercset is használt és bár ZIPERNOWSKY, DÉRY és BLÁTHY kiváló magyar elektrotechnikusok már a múlt század 80-as éveiben rámutattak azokra a nagy előnyökre, amelyek a zárt vasmaggal együttjárnak, mégis sokáig a nyitott vasmagos induktoré volt a vezetős szerep a Röntgen-laboratóriumban.

* A kívül záródó erővonalak egy része meg ellenkező irányban járja át a külső tekercset.

A zárt vasmagos áramátalakító készülék neve *transzformátor* (71. kép). Vasmagja rendszerint lemezekből áll, melyek gyűrűalakúak vagy négyszögletes keretre emlékeztetők. A vasmag egyik szakaszán foglal helyett a két tekercs, amelyek egyébként hasonló az induktor tekercseihez és egymástól nagyon jó szigetelő anyagból készült csővel vannak elválasztva. A vasmag a tekercsekkel együtt vaslemezről készült házikóban nyugszik, amely szigetelés végett olajjal van tele, s csak a külső

tekercs két vége nyúlik ki belőle hatalmas szigetelőrudakon keresztül.



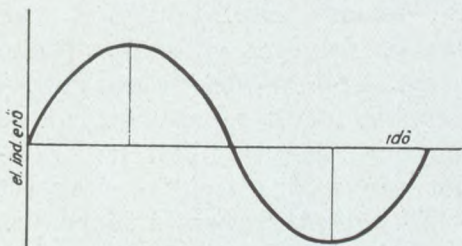
71. kép. A transzformátor szerkezete.

A transzformátor *belső tekercsében* nem szaggatjuk az áramot, hanem rendszerint a városi váltakozóáramot vezetjük bele. Miben különbözik ez az egyenáramtól? Az egyenáramú körben mind

az elektromos indítóerő, mind az áramerősség változatlan állandó értékű. Ha egy koordináta-rendszerben a vízszintes tengelyre felmérjük az időt, a függőlegesre pedig az elektromos indítóerőt vagy az áramerősséget, akkor egy-egy vízszintes egyenest kapunk. Nem így a váltakozó áram esetében. Ekkor az elektromos indítóerő és az áramerősség is folyton változik, mégpedig úgy, hogy az előbbi koordináta-rendszerben bármelyiknek az időbeli változását egy-egy hullámvonalal lehet ábrázolni (72. kép). Azt az időközt, amely alatt egy ilyen teljes hullámot kapunk, nevezzük az áram szakaszának (periódusának). A budapesti egyszerűen váltakozó áram szakasza $1/50$ másodperc, tehát 1 másodperc alatt 50 ilyen hullámvonalat kapunk.

Meglepetés ér bennünket, ha a transzformátor *belső tekercsében* az elektromos indítóerő és az áramerősség egyidejű értékét vizsgáljuk. (Nem szabad elfelejtenünk, hogy a *belső tekercs* rendszerint sokmenetű vastag drótból áll, melynek ellenállása kicsiny önindukciójához képest.) Azt tapasztaljuk, hogy

a belső tekercsben a két hullámvonal egymáshoz képest egy negyedhullámmal el van tolva: mikor az elektromos indítóerő zérus, akkor az áramerősség — irányát nem tekintve —

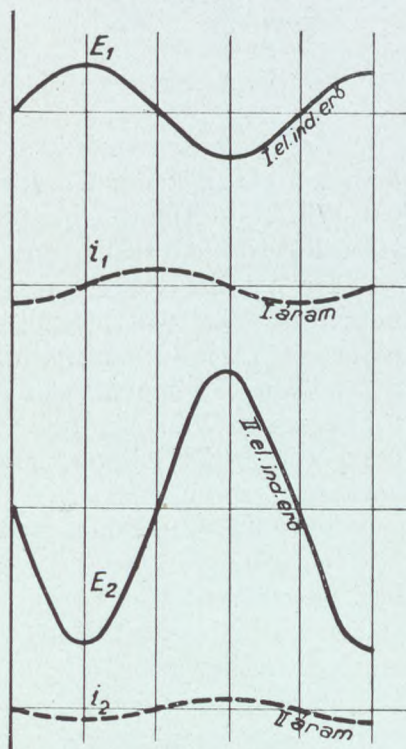


72. kép. A váltakozó áram elektromos indítóerejének változása.

a legnagyobb; viszont az elektromos indítóerő legnagyobb értékéhez éppen zérus erősségű áram tartozik (73. kép). Szóval az elektromos indítóerő és az áramerősség nem egyidejűleg érik el legnagyobb vagy legkisebb értékeiket, hanem az áram egy-negyed szakasszal hátrább

van, mint a feszültség. E körülményben nyilvánul meg a belső tekercs önindukciója. Ha az önindukció zérus volna, akkor ilyen eltolódás sem volna.* A jelenség hasonló az inga lengéséhez (74. kép). Az inga egyensúlyi helyzetében a mozgató erő zérus, hiszen súlyának nincsen vízszintes összetevője; viszont sebessége ekkor a legnagyobb. Bármelyik szélső helyzetben a mozgató erő lesz a legnagyobb, viszont a sebessége meg pillanatnyilag zérus. Szóval a nagy mozgató erővel nem jár feltétlenül együtt a nagy sebesség; amint a nagy elektromos indítóerővel sem jár együtt a nagy áramerősség.

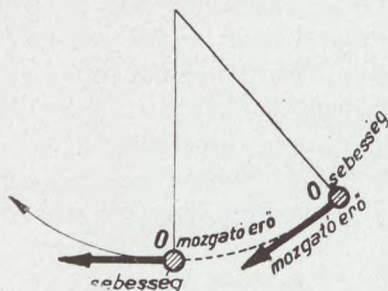
Ilyen áram szigorúan véve csak akkor keletkeznék a transzformátor belső tekercsében, ha ellenállása a sok menet ellenére zérus volna. Az ilyen áram meleget nem termel, ezért *wattnélküli áramnak* is nevezik. (A teljesen wattnélküli áram természetesen elérhetetlen.)



73. kép. A transzformátor áramviszonyai.

* Figyelmen kívül hagyjuk a külső tekercset, továbbá a vasmag átmágnesezéséből és az örvényáramokból származó veszteséget.

Eddig figyelmen kívül hagytuk a *külső tekercset*. Gondoljuk, hogy ez valamilyen nagy ellenálláson át zárva van, de azért a belső tekercsben közelítőleg az előbbi áramlási viszonyok uralkodnak. Minthogy a külső tekercs által körülzárt erővonalak (indukcióvonalak) száma folyton változik, benne váltakozó indukált áram keletkezik. A fellépő elektromos indítóerő nyilván akkor lesz a legnagyobb, mikor a belső körben az áramerősség változása a legnagyobb, vagyis mikor az áramerősség görbéje metszi az időt ábrázoló vízszintes tengelyt



74. kép. Az inga lengése.

(73. kép). Ugyanez volt érvényes a belső körbe kapcsolt áramforrás elektromos indítóerejére is. A különbség csak az, hogy a külső tekercs elektromos indítóereje mindig ellenkező előjelű, mint a belsőé, ezenfelül sokkal nagyobb nála.* Ennek megfelelően a rajzban az E_1 görbe hullámhegye összeesik az E_2 görbe hullámvölgyével és viszont.

Vajjon mit mondhatunk a külső áram erősségéről (i_2)? Ennek hullámgörbéje ugyanúgy fut, mint az E_2 -é, csak laposabban (73. kép). Tehát a bekapcsolt Röntgen-lámpán akkor megy át a legerősebb áram, mikor legnagyobb a feszültség.**

Ha a külső tekercs nincsen zárva, akkor a belsőben nagy megközelítéssel wattnélküli áram kering. Ha azonban a külső tekercset zárjuk: használjuk a külső áramot, akkor a belső tekercsben is megváltoznak a viszonyok. Az áram nem lesz többé wattnélküli, minek jeléül a belső tekercs melegszik; mégpedig annál jobban, minél nagyobb a fogyasztás a külső körben.

36. A transzformálás gyakorlati szabálya. A transzformátorok körében is nagyon érdekel bennünket, hogy mekkora lesz a külső kör elektromos indítóereje a belső köréhez képest. Mekkora az átalakítási szám? Erre választ adhatunk abban az ideális esetben, mikor *mind a belső, mind a külső tekercs által körülzárt mágneses erővonalrendszer teljesen ugyanaz*. Ez utóbbi követelmény nagy megközelítésben teljesül, ha egy vasgyűrűn fel-

* Ez könnyen belátható a megfelelő matematikai képletek alapján, amelyekre azonban nem terjeszkedhetünk ki.

** A transzformátor két tekercsében uralkodó áramlási viszonyok általában nem ilyen egyszerűek.

váltva követik egymást a belső és külső tekercs menetei vagy hosszú vasrúdon egymás mellett van a kevésmenetű két tekercs. Nem elég egy vasgyűrűre a két tekercset egymás fölé csévélni! Ugyanis nem szabad elfelejteni, hogy a külső tekercsben indukált áramnak is lesz erőtere, amely a belső tekercsre visszahat. Ha a külső tekercs köpenyszerűen takarja a belsőt, akkor ez erővonalak egy része a belsón kívül esik. Láthatjuk tehát, hogy csak bizonyos elővigyázattal érhető el, hogy mindkét tekercs — legalább közelítésben — ugyanazt az erővonalrendszeret zárja körül. Ha ezenfelül még a külső tekercs ellenállása igen nagy önindukciójához képest, a belső köré meg elhanyagolható önindukciója mellett, akkor az elméleti számítások szerint jó megközelítésben

$$\frac{E_2^{\max}}{E_1^{\max}} = \frac{n_2}{n_1} \text{ vagy } E_2^{\max} = E_1^{\max} \frac{n_2}{n_1}. \quad (6)$$

Tehát a külső tekercsben föllépő elektromos indítóerő legnagyobb értéke annyszor nagyobb mint a belsőé, ahányszor nagyobb a menetek száma. A transzformálás e nevezetes tételét a gyakorlatban akkor is érvényesnek szokták tekinteni, ha az említett korlátozó föltételek nem teljesülnek. Ebből az összefüggésből nevezetes következtetést vonhatunk a külső tekercsben fellépő feszültség közepes értékének megmérésére (l. 108. oldal).

Ha a transzformátor belső körében változatlanul hagyjuk is a bekapcsolt elektromos indítóerőt, de a külső kört terheljük: csökkentjük a bekapcsolt ellenállást s erősebb áramot veszünk ki belőle, akkor a külső kör elektromos indítóereje csökken, vagyis a (6) egyenlet a terhelés növekedésével mindinkább elveszti érvényességét. Ez nem csoda, hiszen mind kevésbbé teljesülnek azok a föltételek, amelyekhez érvényességét kötöttük.

37. Hasznosítható (effektív) áramerősség és feszültség. A váltakozó áram elektromos indítóereje és erőssége folyton változik; legnagyobb értéküket röviden *csúcsértéknek* nevezzük (E_0 és i_0). A két mennyiség pillanatnyi értéke helyett indokolt bizonyos *középértékeket* használni, mert az áramfogyasztáskor ez a fontos. Mit értsünk ez alatt? Keressünk a váltakozó áramhoz egy olyan egyenáramú párt, amely egy izzólámpában ugyanakkora idő alatt ugyanannyi meleget termel: ez egyenáram erősségét és elektromos indítóerejét tekintjük a váltakozóáram középértékeinek vagy *hasznosítható (effektív) értékeinek*. Ezek az effektív értékek a csúcsértékekkel egyszerű összefüggésben vannak. Ugyanis

$$(7) \quad i_{\text{eff}} = \frac{i_0}{\sqrt{2}} \quad \text{és} \quad E_{\text{eff}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}.$$

Tehát a váltakozó árammal egyenlő értékű egyenáram erősségét és elektromos indítóerejét úgy kapjuk meg, hogy a váltóáram erősségének és elektromos indítóerejének csúcsértékét elosztjuk $\sqrt{2} = 1.414$ -gyel. A Röntgen-transzformátorok körében fontos szerepet játszik a közepes és a csúcsérték. A lámpák terhelésekor is figyelemmel kell lenni ezekre, mert könnyen túlterhelés fordulhat elő. Például 100 kilovoltos csúcsfeszültségre készített lámpát nem szabad ugyancsak 100 kilovoltos közepes feszültséggel megterhelni, mert ez esetben a csúcsfeszültség $100.000 \cdot \sqrt{2} = 141.400$ voltra rúg.

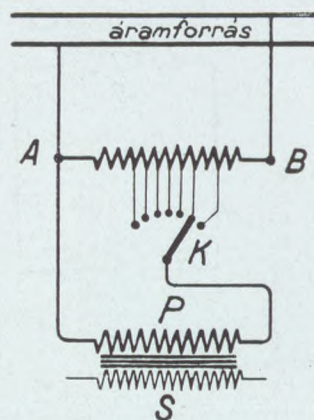
38. A lépcsős transzformátor. Egytekercses transzformátornak is nevezik; a Röntgen-készülékekben elég széleskörű alkalmazása van (75. kép). Egyetlen tekercsből áll (AB), melyet a váltakozó áramforrás sarkai közé kell kapcsolni. A tekercsből több leágazás indul ki, amelyek a kapcsolótábla gombjaihoz futnak. A kapcsolókar (K) elfordításával a tekercsnek egymás után következő szakaszai „lépcsőzetesen” kapcsolhatók be a tulajdonképeni nagyfeszültségű transzformátor (PS) belső áramkörébe. Tehát erre az áramforrás feszültségének mindig csak a szükséges törtrésze esik. Amint látjuk, a lépcsős transzformátor tulajdonképen az előellenállást helyettesíti, de nincs benne árampazarlás, mely az előellenállás melegedésével együtt jár, hanem az áramforrás feszültségének mindig csak olyan törtrészét használjuk fel, amilyenre szükség van. Különösen a régebbi készülékekben még szabályozható ellenállást is kapcsoltak a nagyfeszültségű transzformátor belső áramkörébe, hogy a lépcsős transzformátor ugrásszerű lépései között folytonosan is lehessen az áramerősséget változtatni. Ennek azonban az a hátránya van, hogy a Röntgen-áram erőssége és feszültsége változik a szerint, hogy a belső körre ugyanazt a kapocsfeszültséget a lépcsős transzformátor nagyobb szakasza és nagy ellenállás, vagy kisebb lépcsősor és kisebb ellenállás felhasználásával kapcsoljuk rá. Ilyenkor a kilovoltmérő, amely a belső tekercs végeihez kapcsolt műszer, mindkét esetben ugyanazt a feszültséget mutatja, ellenben a Röntgen-sugáradag mégis más lesz.*

* Kémeri D.: Magyar Röntgen Közlöny, IV. kötet, 1930.

39. A transzformátorok földelése. A Röntgen-lámpák leírásakor többször megemlékeztünk a lámpa és vele együtt a transzformátor egyik sarkának földeléséről is, amely elkerülhetetlen, mikor a lámpa hűtésére a vízvezetéki vizet használjuk. Jól meg kell azonban jegyeznünk, hogy a transzformátort nem lehet gondtalanul földelni, mint azt a következő megfontolás alapján rögtön belátjuk. A földeletlen transzformátor két szabad sarkának feszültsége nagy pozitív és negatív értékek között váltakozik. Ha például az egész csúcsfeszültség 100.000 volt, akkor, teljesen szimmetrikus eloszlást feltételezve, mindegyik saroknak a feszültsége $+50.000$ és -50.000 volt között ingadozik. Mivel a feszültség esése a külső tekercsben folytonos, a középső rész tájékán lesz valahol egy zérus feszültségű hely is, amelynek környezetét nem kell túlságos gonddal elszigetelni a belső tekercstől. De annál inkább kell vastagodni és tökéletesedni a szigetelésnek a tekercsek végei felé. Most már választ adhatunk arra, hogy mi történik akkor, ha a transzformátor egyik sarkát földeljük. E sarok feszültsége a földével lesz egyenlő, vagyis zérus feszültségűnek tekinthetjük, a másik saroké pedig vagy emelkedik vagy süllyed, hiszen a földelés esetén is meg kell maradni a sarkok között az eredeti földelésnélküli feszültségkülönbségnek. Az előbbi esetben például a szabad sarok feszültsége $+$ és -100.000 volt között ingadoznék.

Hasonlóan viselkedik egy körülbelül 2 voltos ólomakkumulátor is, ha egyik sarkát a vízvezetéki csappal kapcsoljuk össze. Ugyanis ez a sarok zérus feszültségű lesz, a másik pedig $+$ vagy -2 voltos, aszerint, hogy melyik sarkot földeltük; de a feszültségkülönbség a két sarok között változatlanul 2 volt marad, akár földelünk, akár nem.

Visszatérve a transzformátorhoz, látjuk, hogy a földelés következtében a szabad sarkon éppen kétszeres feszültségek fordulnak elő, mint földelés nélkül, tehát a szigetelésnek is ennek megfelelően sokkal tökéletesebbnek kell lenni. Ha a transzformátor gyártása közben nem számítottak az egyoldalú földelésre, könnyen előállhat az átütés veszélye a belső és külső

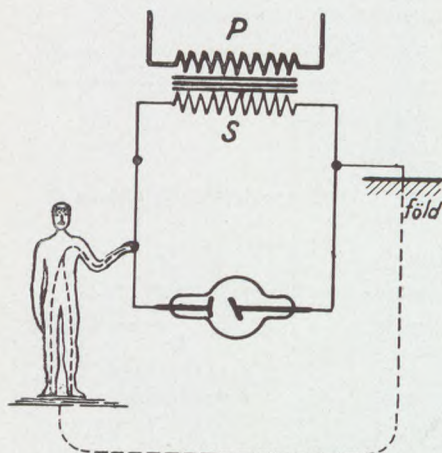


75. kép.

A lépcsős transzformátor.

tekercs között. Az egysarkú földeléssel még az *életveszély* fokozódása is együttjár. Hiszen ez esetben a szabad sarokkal összekötött vezeték megérintésekor a transzformátor teljes feszültsége esik rá az emberi testre vagy más szóval a transzformátor második tekercse (S) a megérintő egyén egész testén keresztül rövidre záródik (76. kép).

40. Forgó egyenirányítós készülékek. A transzformátorok gazdaságosan termelnek nagyfeszültségű áramot, de — sajnos —



76. kép.

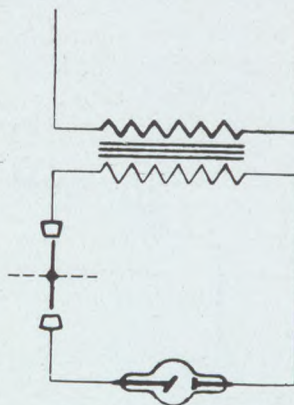
A földelt transzformátor megérintése.

váltakozó áramot. Igaz ugyan, hogy ez az áram sokkal szabályosabb lefolyású, mint az induktor külső tekercsének szélsőséges árama: nincsen tele me-
redék csúcsokkal és lapos hegyekkel, hanem szép szabályos hullámvonal, de mégsem állandó irányú áram. Pedig a Röntgen-lámpa táplálására ilyen kellene! Tehát legközelebbi feladatunk a transzformátor külső tekercsében keletkező váltakozó áram egyenirányítása. Ennek legegyszerűbb módja az, hogy az áram egyik szakaszát (vagy a hullámhegyeket vagy a völgyeket) kikapcsoljuk.

E célra forgótűs kikapcsolót használhatunk, melyet ugyancsak a váltakozó áramforrással táplált motor forgat (szinkronmotor). E motort úgy készítik, hogy míg a váltakozó áram két hullámot ír le (két szakasz ideje), addig a motor egyet fordul. Így elérhetjük, hogy csak a hullámhegyek alkalmával záródik az áramkör, a völgyek idején ellenben megszakad. A kapcsolás módját és az áram görbét ábrázolja a 77a. és 77b. kép. Fontos dolog, hogy a Röntgen-lámpa bekapcsolásakor a transzformátor külső körében az elektromos indítóerő és az áram egyidejűleg változnak (l. 88. old.).

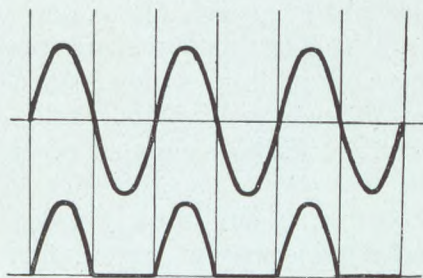
A megcsönkített hullámvonalra tekintve (77b. kép) látjuk, hogy ismét pazaroltunk: kárba hagytuk veszni a hullám-völgyeket! Egyszerű fogással elkerülhetjük e könnyelműséget: csak a közönséges áramváltós (kommutátoros) kapcsolást kell alkalmaznunk, amelyet a fizikai mérések közben gyakran használnak. Az áramváltó négy fémgombját vagy higany-cseppjét négy görbült fémszelet helyettesíti, melyeken fémkefék

vannak; forgatható felső részét pedig szigetelő anyagból készült tárcsa, amelynek szemközti szélein fémszegély húzódik (78a. és b. kép); a tárcsa helyett szigetelő rudakból készített keresztet is használnak, melynek ágai fémmezben végződnek és páronként dróttal vannak összekötve. A transzformátor külső tekercsét a két átlósan szemben fekvő fémszelethez kapcsoljuk, a Röntgen-lámpa sarkait pedig a másik kettőhöz. A tárcsát vagy a keresztet egy szinkronmotor ismét úgy forgatja, mint előbb a tűt: ez a főáram két szakaszának tartama alatt tesz egy teljes fordulatot, tehát félszakasz alatt csak negyed (90°-kal fordul el).



77a. kép. A forgótűs egyenirányító (A tű végeinél lévő fémszelek hosszabbak).

Nézzük meg most, mi hasznunk van ebből az első pillanatra talán bonyolult berendezésből. Az, hogy a forgó tárcsával áramváltást végzünk: a transzformátor váltakozó előjelű sarkait mindig helyesen kapcsoljuk a lámpára. A forgólemez megjelölt állásában a transzformátor bal sarka (1) a Röntgen-lámpa katódjával (2), jobbsarka (3) pedig a lámpa anódjával (4) van összekapcsolva. Egy negyedfordulat (90°-kal való elfordulás) után a transzformátor jobbsarka (2) jut kapcsolatba a lámpa katódjával, bal sarka (1) pedig



77b. kép.

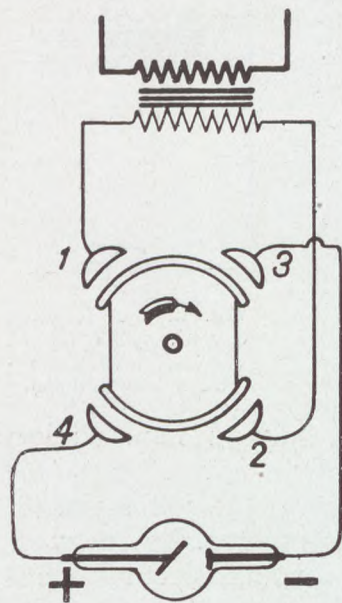
A félhullámos elektromos indítóerő.

az anóddal; igen, de ekkor már a transzformátor árama irányt változtatott, tehát az áram helyes irányban járja át a Röntgen-lámpát. Röviden: mindaddig, amíg az (1) sarok pozitív, a Röntgen-lámpa anódjával kapcsolódik; mihelyt negatív lesz, azonnal a katód jut neki osztályrészül; hasonló érvényes a (2) sarokra is. Az elektromos indítóerő görbéje látható

a 78c. képen: minden második félhullámot megfordítottuk.

41. Szelepesöves, lüktető egyenáramú készülékek. A forgó egyenirányítóval hasznosíthattuk a váltakozó áram mindkét szakaszát. A valóságban azonban nem olyan előnyös ennek a használata, mint első pillanatra gondolnánk. Ugyanis a

kéfék és a fémszeletek között állandóan szikra képződik, amely energiát fogyaszt, ezenfelül ozont és nitrogéntartalmú gázokat (NO , NO_2 , N_2O_3) és salétromsavat (HNO_3) termel, amelyek az emberi szervezetre ártalmasak. Ezért jónak látszott az egyenirányításra inkább szelepcsöveket használni. De nem a korábbi gáztartalmú, hanem *izzókatódos szelepcsöveket* (79a. kép). Ezek



78a. kép. A forgótárcsás egyenirányító (szinkronmotorral).

nagyon hasonlítanak az izzószálas Röntgen-lámpákhoz, csak a száruk vastagabb és az izzító áram jóval erősebb (12—14 volt mellett 7—8 ampère); így azután az elektronkiadás is sokkal bőségebb. Az anód gyakran tantalfémből készült bádoghenger. Vannak olyan szelepcsövek, amelyek 200.000 volt feszültségen felül is használhatók. Újabban a Metalix-nevű fémlámpa mintájára *fémszelepcsövet* is készítettek, amely 1000 ma.-rel is terhelhető (79b. kép). Előnye az is, hogy a külső bakelitburok nem engedi át a szál fényét. A cső egyik végén hűtőbordák vannak. Az izzókatódos szelepcső az olyan irányú áramot engedi át, amely a katódtól az anód felé szállítja az elektronokat, az ellenkezőt azonban egyáltalában nem.

E lámpa mellett a megterhelés és a tökéletes egyenirányítás szempontjából szóba sem jöhetnek a gáztartalmú szelepcsövek. Továbbá szikra sem képződik bennük, nem fejlesztenek kellenetlen gázokat, zajtalanok. Éppen ezért kaptak nagy szerepet korunk Röntgen-készülékeiben.

Ha nem akarunk takarékoskodni és lemondunk minden hullám feléről, akkor az izzókatódos szelepcsövet egyszerűen sorba kapcsoljuk a Röntgen-lámpával, úgy, mintha két lámpát kapcsolnánk közvetlenül egymás után (67. kép). Mivel az ilyen készülékben a külső áramkör hullámainak csak a felét használjuk föl, ezért *félhullámos* készüléknek is nevezzük. Önként fölvetődik a kérdés, hogy nem estünk-e újabb pazarlásba. Igaz, hogy elmarad a tús kikapcsoló feszültségemésztő szikrája, de viszont az egyenirányító lámpa nyeli el esetleg a feszültség jó részét. Szerencsére ez csak akkor van így, ha

a szál nem izzik eléggé ; csak ilyenkor esik olyan nagy feszültség a szelepcsőre, hogy esetleg anódja is gyengén izzani kezd ; ha ellenben a fűtőáramot kellőképen megerősítjük, akkor alig pár száz, esetleg ezer voltra rúg a lámpára eső feszültség, tehát az energiapazarlás aránylag csekély.

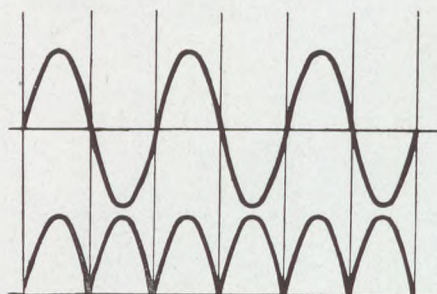
Ezzel szemben a szelepcső fontos védőszerepet tölt be a Röntgen-lámpa érdekében. Első pillanatra talán fölöslegesnek látszik a szelepcső bekapcsolása izzókatódos lámpa használatakor, mert ez a lámpa maga is egy szelepcső: már önmagában véve is minden áramhullámnak csak a felét engedí át, ugyanis azt a félhullámot, amely a katódtól az anód felé akar áramot küldeni, elfojtja. Ez igaz, de éppen ez elfojtás miatt jut a transzformátor



78b. kép. A Fővárosi Pedagógiai Szeminárium forgóegyenirányítós Röntgen-készüléke.

terheletlen állapotba, mikor úgynevezett túlfeszültség lép föl. Ha az izzókatódos lámpát szelepcső nélkül használjuk, akkor az egész túlfeszültség ráesik a lámpára és esetleg átüti. Ha ellenben ott van a szelepcső is, akkor a nagy túlfeszültség megoszlik a két lámpa között s így a szelepcső megvédi a Röntgen-lámpát. Hasonló jótékony hatása van a forgótűs kikapcsolónak is.

A nagyfeszültségű áram mindkét félhullámát hasznunkra fordítja a *Graetz-féle kapcsolás*, amelyben azonban az előbbi egyetlen szelepcső helyett négy szerepel (80. kép). A lefelé folyó áramnak (pontozott nyíl) az 1. és 3. lámpa nyit utat, a fölfelé tartónak pedig a 2. és 4. Tehát a Röntgen-lámpa körébe jutó áram mindig az anódtól a katód felé irányul. A Röntgen-áram erőssége és feszültsége természetesen nem állandó, hanem *löktes*. A négy szelepcső hasonló eredményre vezet, mint a forgótárcsás egyenirányító. Egy ilyen készülék látható a



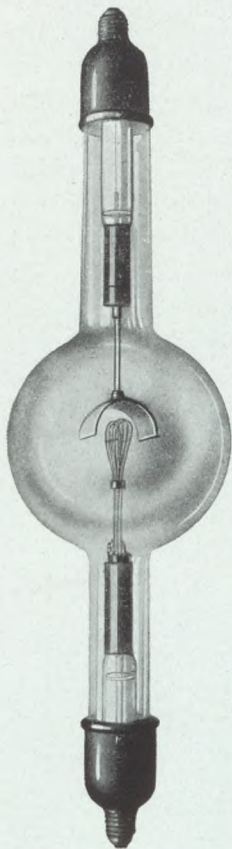
78c. kép.
A két félhullám egyenirányítása.

81. képen. 125 kilovolt mellett rövidebb időre néhány 100 milliampère terheléssel használható; 185 kilovolt esetén pedig tartósan 8 milliampèret ad.

42. *Állandó egyenáramú készülékek.* A *Graetz-kapcsolású* készülék változatlan irányú, de löktes áramot ad. A következő feladat volt e *lökteseket eltüntetni*: a csupa hullámhegyekből álló áramgörbét egyenesre kisimítani. Itt is jó szol-

gálatot tett a sűrítő, akárcsak az induktorok körében; igaz, hogy egészen más szempontból. DES COUDRES (1906) vetette föl azt a gondolatot, hogy a Röntgen-lámpa mellé jó lenne valamilyen átmeneti áram-, illetőleg feszültség-elraktározót bekapcsolni, amely akkor is szolgáltatná az áramot, mikor a transzformátor áramköre megszakad vagy feszültsége természetesen csökken. Sőt meg is jelölte ezt a feszültség-elraktározót: ez egy nagyobb jól szigetelt sűrítő. A Des Coudres-féle kapcsolás — amelyet KRÖNCKE írt le 1913-ban göttingai doktori értekezésében — rögtön előttünk áll, ha a tús kikapcsolóval ellátott készülékben egy sűrítőt a Röntgen-lámpával párhuzamosan kapcsolunk, vagyis úgy, hogy az egyik fegyverzet a lámpa anódjával, a másik pedig a katódjával álljon összeköttetésben (82. kép). Ekkor a sűrítő minden második félszakaszban (hullámhegyek) feltöltődik, a közbeeső félszakaszokban (völgyek) pedig — mikor a tús kikapcsoló éppen megnyitja az áramkört — a Röntgen-lámpán keresztül kisülni kezd, mégpedig a kisülési áram a lámpán helyes irányban halad keresztül. Sőt a kisülés már akkor megindul, mikor a transzformátor feszültsége süllyedni kezd. Ha a sűrítő kapacitása elég nagy,

akkor a Röntgen-áram nem is nagyon változik. Fontos, hogy a sűrítő csak a Röntgen-lámpán keresztül süлhet ki: ugyanis a tűs kikapcsoló az alkalmatlan időszakban mindig megnyitja a transzformátor külső áramkörét. Ha a tűs kikapcsoló helyett egyetlen izzókatódos szelepcsövet használunk, a kapcsolás elvi része semmit sem változik.



79a. kép. Izzókatódos szelepcső (üvegből).

DES COUDRES elhanyagolta a hullámvölgyeket. DELON mutatott rá 1912-ben, hogy ezeknek felhasználásához nem kell más, mint két forgótűs kikapcsoló, amelyek azonban felváltva zárják és nyitják az áramkört. Ezek helyett természetesen minden további nélkül használhatunk izzószálas szelepcsőveket is (83. kép). Sőt DELON még tovább ment: azt is megmutatta, miképen lehet a sűrítővel a transzformátor csúcsfeszültségét megkétszerezni. E célból a transzformátor egyik sarkát földelte, a másikat pedig a 83.

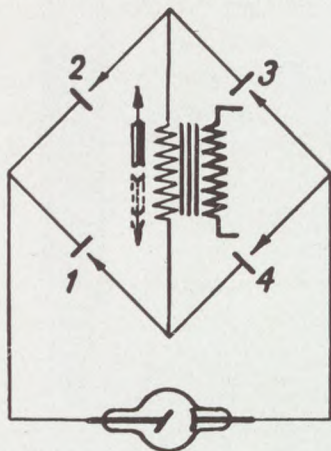


79b. kép. Izzókatódos szelepcső (fém-ből).

képen látható módon kapcsolta össze az egyenirányítókkał. Ha az áram a föld felől jön (pontosított nyíl), akkor csak az 1. szelepen tud átmenni és a sűrítő bal fegyverzetének pozitív töltést ad: mégpedig a csúcsfeszültségre tölti föl (pl. +100,000 voltra); e fegyverzet a töltőfeszültség süllyedésekor sem tud töltéséből veszíteni a szelep miatt, ha a Röntgen-lámpa áramköre nyitva van; mikor pedig az áram a föld felé halad (vastag nyíl), akkor meg csak a 2. szelepen tud áthatolni és a sűrítő jobb fegyverzetének negatív töltést ad: a feszültség (—100,000 volt) abszolút értéke most is a csúcsfeszültséggel egyenlő. Ez a váltakozó feltöltődés folyton ismétlődik, míg végül a sűrítő két fegyverzete között a feszültségkülönbség +200,000 voltot ér el. Íme tehát látjuk, hogy a sűrítő két fegyverzetéhez kapcsolt Röntgen-lámpára a transzformátor csúcsfeszültségének kétszerese esik. Így azután a 100,000 voltra szerkesztett transzformátorból

kivehetünk 200,000 voltot is, a szigetelés tökéletesítése nélkül. A sűrítő természetesen ismét csak a Röntgen-lámpán keresztül süllhet ki: erről gondoskodnak a szelepek.

A transzformátor egyoldalú földelése azonban két okból hátrányos. Először azért, mert a másik sarkon a feszültség a csúcsérték két határa között ingadozik, tehát jó szigetelésre van szükség; másodszor meg azért, mert a nagyfeszültségű



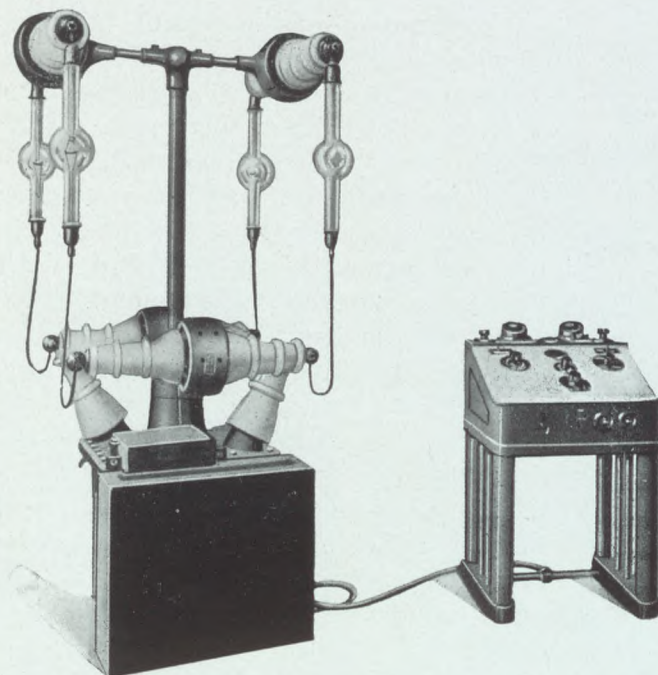
80. kép.
A Graetz-féle kapcsolás.

sarokkal kapcsolt vezeték megérintése nagyon veszélyes, hiszen éppen testünkön át földeljük ezt a sarkot is, tehát testünkön át rövidre zárjuk a transzformátort (92. old.). E hátrányos körülmények kiküszöbölődnek egy újabb kapcsolásban, melyet GREINACHER 1914-ben közölt, de LIEBENOV már 1897-ben szabadalmaztatott. A Greinacher-féle kapcsolásban két sűrítő szerepel, melyeket a 84. képen látható módon kapcsolnak össze a készülék többi alkatrészével. A transzformátor fölfelé irányuló árama (vastag nyíl) csak a baloldali (1) szelepen tud áthaladni és a C_1 sűrítőt feltölti a csúcsfeszültségre. (A sűrítő a töltőfeszültség süllyedésekor sem tud töltéséből semmit kiadni a szelep miatt, ha a Röntgen-lámpa áramköre nyitva van.) A lefelé irányuló áram pedig (pontosított nyíl) csak a jobboldali (2) szelepen tud áthaladni és a C_2 sűrítőt tölti fel ugyancsak a csúcsfeszültségre. A két sűrítő feszültsége azután, mivel sorba vannak kapcsolva, összeadódik és így a Röntgen-lámpára a transzformátor csúcsfeszültségének kétszerese esik. A Greinacher-féle kapcsolási elv alapján készítette a Siemens-gyár 1922-ben a *Stabilivolt*-nevű készülékét, mely azóta meglehetősen elterjedt (85a. kép). Ez a készülék 200 kilovolt esetén tartósan 15 milliampère, 230 kilovolt esetén pedig 4 milliampèret termel. Hasonló szerkezetű a drezdai Koch és Sterzel-gyár *Spektral-Radiokonstant* nevű készüléke. Ilyenfajta készülékeket hazai gyáraink is készítenek. A 85. képen látható a budapesti tudományegyetem gyakorlati fizikai intézetének nagy Röntgen-készüléke, melyet a Sol-gyár készített.* A készülék teljesít

* Ez a gyár időközben megszűnt, de vannak más gyáraink is, amelyek Röntgen-készülékeket állítanak elő: Magyar Siemens Reiniger-Művek R.-T. stb.

ménye 180,000 volt esetén 4 milliampère. Mindenesetre örülhetünk neki, hogy gyárparunk annyira fejlődött, hogy immár az olyannyira nélkülözhetetlen Röntgen-készülékért sem kell külföldre menni.

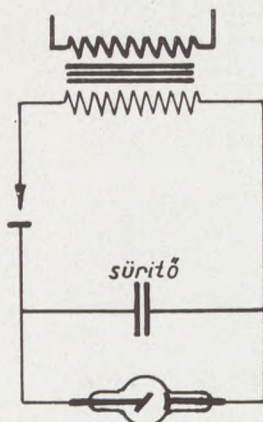
Amint említettük, a sűrítőknek főszerepe a Röntgen-készülékekben éppen az, hogy a feszültség ingadozó görbéjét lesimítják. Az eddigi kapcsolási módok azonban — bár nagy-



81. kép. Graetz-kapcsolású készülék.

jelentőségűek a nagyfeszültségű egyenáramú áramforrás felé vezető úton — még sem adnak olyan állandó áramot, mint például egy nagyfeszültségű akkumulátortelep. Pedig egyes mérésekben szigorúan állandó feszültségre van szükség! Egyszerű megfontolás elénk tárja például a Greinacher-féle sűrítő készülék feszültség- és áramingadozásait. A 86. képen a középső vízszintes vonal jelölje az időt és egyúttal a zérus feszültségű helyet; a hullámvonal a transzformátor külső feszültségét. Ha a készüléket üresen járattuk, akkor a C_1 sűrítő bal fegyverzete állandóan a +, a C_2 jobb fegyverzete pedig állandóan a — csúsfeszültséggel különbözik a másiktól. Tehát

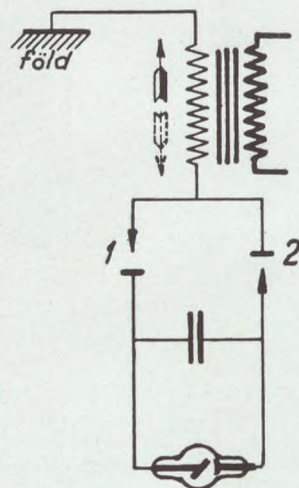
egyik sűrítő feszültségét az időtengely fölött, a másikat pedig alatta fekvő egyenes ábrázolja, mely a hullámhegyeket, illetőleg a völgyeket érinti. Terhelés (a Röntgen-lámpa bekapcsolása) esetén azonban a sűrítők folytonosan veszítik töltésüket, míg



82. kép.
A Des Coudres-féle
kapcsolás.

pótlást csak időközönként kapnak. De mi lehet ennek a vége? Ha egy edényből állandóan folyik ki a víz s csak időnként öntünk bele: akkor a víz színe lassanként süllyed, majd újra emelkedik s ismét süllyed. Ugyanez a sorsa a Greinacher-féle sűrítőknek is: mihelyt a töltőfeszültség kisebb lesz mint a sűrítőé, vagy még hozzá egészen szünetel a szelep miatt, akkor a sűrítő feszültsége szép lassan esik (felső vonal); majd pedig a transzformátor csúcsfeszültsége táján ismét gyorsabban emelkedik, hogy ezt a kis növekedést újabb lassú fogyás kövessen. Hasonlóan értelmezhető az alsó görbe is. A Röntgen-lámpára eső valódi feszültség-különbséget a legfelső, kis betüremkedésekkel ellátott vastag vonal mutatja. Ha a feszültség-ingadozás kicsiny a használt nagyfeszültséghez képest és a sűrítő feltöltődési ideje is csekély egy szakasz tartamához képest, akkor a feszültség-ingadozásokra érvényes a következő szabály: az ingadozás annál kisebb, minél kisebb a Röntgen-lámpán áthaladó áram erőssége, továbbá minél nagyobb a sűrítők kapacitása és az áram másodpercenkénti váltakozásainak száma. Ha a kapacitás 0,1 mikrofarád és a szakaszok száma másodpercenként 50, akkor a feszültség-ingadozás milliampèret-enként körülbelül 200 volt.

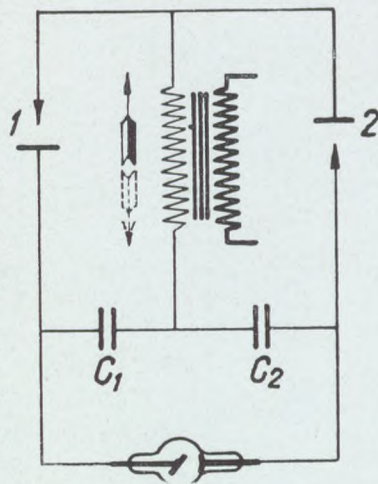
Még ez az ingadozás is csökkenthető, ha HULL eljárása szerint az áramkörbe nagy önindukciójú (sokmenetű) tekercseket és újabb sűrítőket kapcsolunk be. Ugyanis a nagy tekercsek minden áramváltozással szemben fojtó hatást fejtenek ki, ellenben az egyenáramot átengedik, mint mondják: az áramot megszűrik. Ezért örvendenek ezek olyan nagy népszerűségnek a rádiókészülékekben. Ilyen nagyon állandó



83. kép.
A Delon-féle kapcsolás.

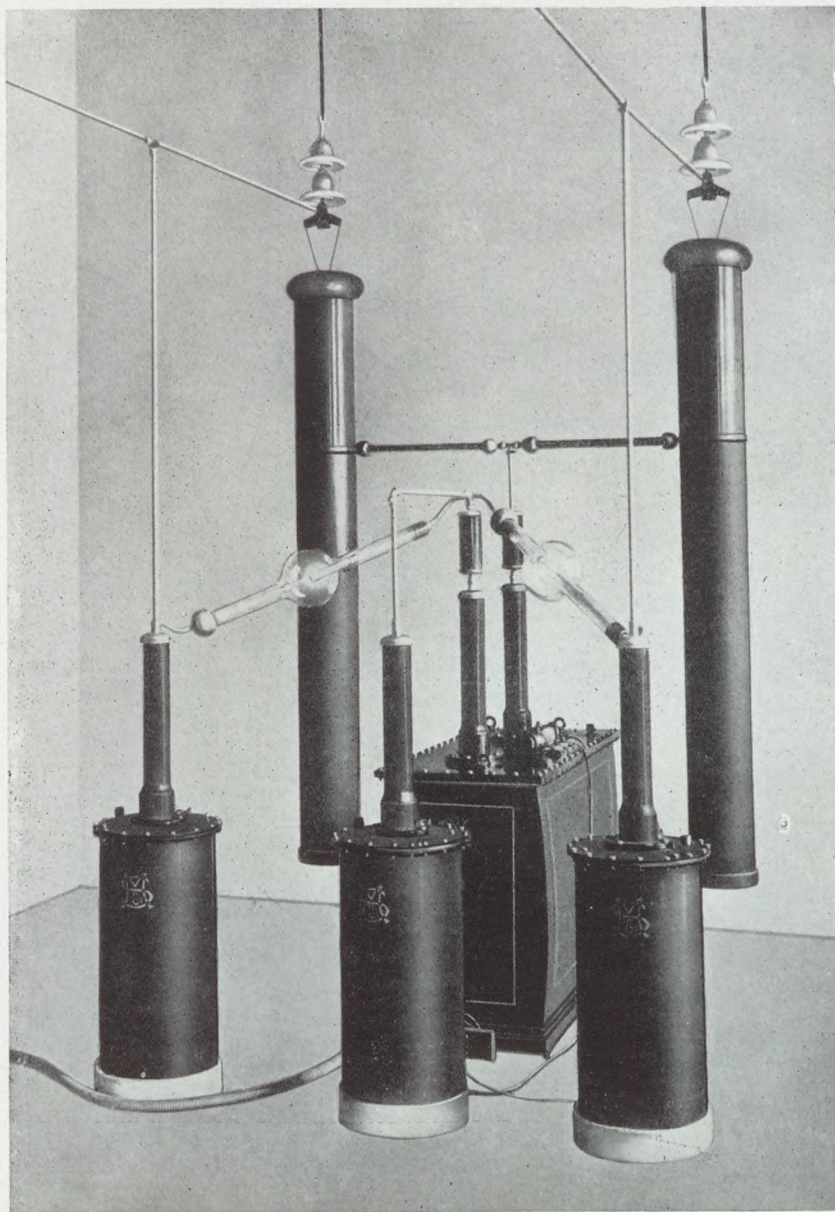
feszültségű Röntgen-készülék kapcsolási vázlatát mutatja a 87. kép. (A müncheni műegyetem fizikai intézetének Röntgen-készüléke.) Egy-egy sűrítő kapacitása $\frac{1}{4}$ mikrofárád, egyik-egyik tekercs önindukciója pedig 15.000 Henry. 50 szakaszos váltakozó áramot használva a Röntgen-lámpa áramkörében előforduló feszültség-ingadozás milli-ampère-enként körülbelül $\frac{1}{2}$ volt. A készülék terhelésének felső határa különben 60 kilovolt esetén 100 milli-ampère.

43. Igen nagyfeszültségű készülékek. Az orvosi gyógykezelésben újabban a nagyon kemény sugarak nyomulnak előtérbe, amelyek igen nagy feszültséget kívánnak meg. Szükséges volt tehát olyan készülékek szerkesztése, amelyek 200 kilovolt fölött járó feszültséget is termelnek. Ezt nem a külső transzformátor-tekercs menetszámának növelésével, hanem újabb kapcsolási móddal érték el. VILLARD francia kutató nyomdokain haladva 1928-ban WITKA szerkesztett olyan Röntgen-készüléket, amely a transzformátor csúcsfeszültségét messze túlhaladó lámpafeszültség termelésére alkalmas.* Igaz, hogy ez a nagyfeszültség nem állandó, sőt erősen ingadozó, de ez nem baj, mert az összetett Röntgen-sugárzásból alkalmas fémszűrőkkel ki lehet választani a szükséges kemény alkatrészt. A Witka-féle kapcsolás tulajdonképpen a szelepeknek és sűrítőknek új szellemes kombinációja (88. kép). A Greinacher-féle berendezést könnyen átalakíthatjuk Witka-féle: nem kell mást tennünk, mint a Greinacher-féle rajz egyik, például jobbszárnyában a szelepet megfordítani, majd a sűrítőt és a szelepet fölcserélni. A transzformátorban fölfelé irányuló áram (vastag nyíl) az *a* pontban elágazik és mindkét sűrítőn és szelepen áthaladva a sűrítőket feltölti a csúcsfeszültségre; a sűrítők töltésüket most is csak a lámpán keresztül veszíthetik el a szelepek miatt. Milyenek lesznek a feszültségviszonyok a transzformátor működésének további során? E tekintetben



84. kép.
A Greinacher-féle kapcsolás.

* Widemann M. megállapítása szerint (Phys. Ber. 15. 224. 1934.) ezt a kapcsolási módot Zimmermann C. J. már 1906-ban leírta egy szabadalmi bejelentésben.



85. kép. A budapesti egyetemi gyakorlati fizikai intézet Röntgen-készüléke.

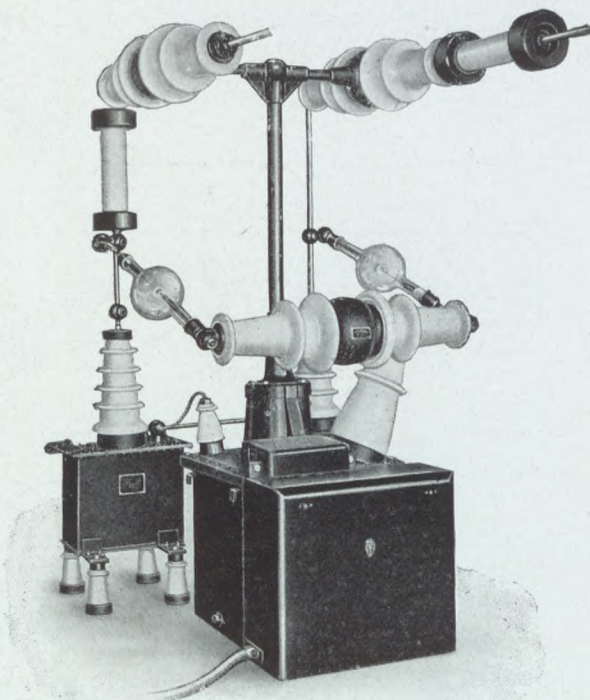
döntő fontosságú, hogy a két sűrítő közvetlenül a transzformátor külső tekercsének két végéhez van kapcsolva, míg GREINACHER mindkettőt ugyanazzal a véggel kötötte össze. Így azután a sűrítők szabad fegyverzetének feszültségkülönb-

ségéhez mindig hozzá kell adni a transzformátor mindenkori feszültségét, mégpedig a megfelelő előjellel. Ez meg azt eredményezi, hogy a csúcsheszültség kétszereséhez az egyik félhullám esetén még hozzá kell adni a külső tekercs feszültségét, a másik félhullám idején meg le kell vonni. Így azután a lámpára eső feszültség a csúcsheszültség és annak háromszorosa között váltakozik.

Egyébként a feszültség görbáját (88a., vastag hullámvonal) úgy kapjuk meg, hogy a transzformátor feszültségét ábrázoló hullámvonalat (szaggatott vastag vonal) a kétszeres csúcsheszültséggel följebb toljuk, vagyis ehhez a sűrítők feszültségkülönbségét hozzáadjuk. Amint látható, egy állandó és egy változó feszültségi görbe van egymásra téve, kombinálva, ezért a kapcsolást *kombinációs kapcsolásnak* is nevezik. Elvileg ilyen kapcsolású a Siemens-

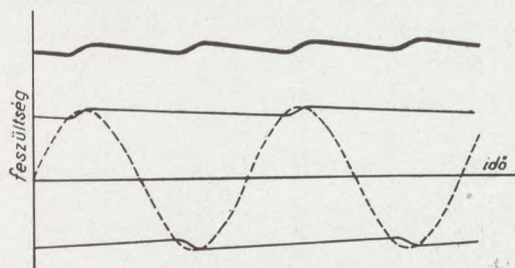
Reiniger-Művek legújabb készüléke, melynek lüktető egyenárama a 800,000 volt feszültséget is eléri (89. kép).

44. Háromfázisú árammal táplált készülékek. Az eddig ismertetett készülékekben olyan áramforrást használtunk, amelynek áramváltozását egyetlen hullámvonallal ábrázolhatjuk: ez az egyfázisú áram. Vannak többfázisú áramok is. Korunkban nagy népszerűségnek örvend a *háromfázisú áram*. Ezt nagyteljesítményű Röntgen-készülékek táplálására is felhasználják, ezért akarunk vele közelebbről megismerkedni. Tulajdonképpen nem egyetlen vezetékben haladó áram, hanem három vezetődrótban folyó áramrendszer. A drótok közül bár-



85a. kép. A Siemens-gyár új Stabilivolt-nevű készüléke; a régebbi nagy hengeres sűrítőket kis lemezes sűrítők helyettesítik vasdobozban (balról lent); a fehér porcellánhengerek belsejében nagy ellenállások vannak. (Ehhez hasonló a Műszaki és Gazdasági Egyetem fizikai intézetének Röntgen-készüléke.)

melyik kettő közé lehet izzólámpát vagy más áramfogyasztót kapcsolni. A háromfázisú elnevezés tartalma akkor kezd megvilágosodni, ha a három vezetékben az áramerősségnek egyidejű értékeit az idő függvényeképen rajzban ábrázoljuk (90. kép). Mikor az első vezetékben legnagyobb az áramerősség, ugyanakkor a másik kettőben ellenkező irányú és az előbbinél

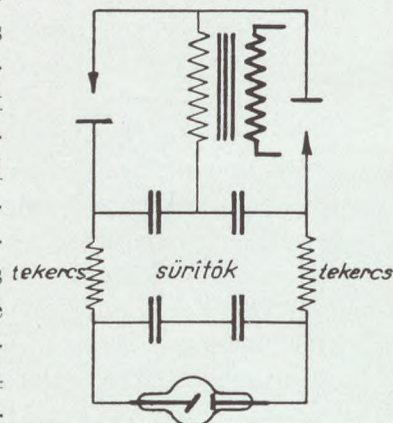


86. kép. A Greinacher-kapcsolású készülék feszültségi görbéi.

kisebb. Meglepő, hogy a három áramerősség összege bármelyik időpontban egyenlő zérussal; ugyanez áll a három feszültségre is. Tehát a három vezeték végét minden további nélkül össze lehet egymással kapcsolni. Olyanforma az egész áramlás, mintha

az egyik vezetékben folynék az áram valahova, a másik kettőben pedig onnan vissza.

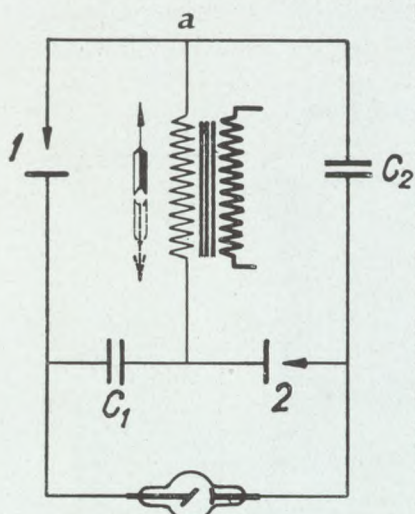
A Röntgen-célra használandó háromfázisú áramot természetesen előbb háromfázisú transzformátorba kell bevezetni föltranszformálás végett. Ennek három, de egymással összekapcsolt belső tekercse van; ugyancsak három a külső tekercsek száma is, melyekből ismét három vezetődrót nyúlik ki (91. kép). Ha a nagyfeszültségű háromfázisú áramot Röntgen-célra akarjuk felhasználni, akkor az egyenirányításról is gondoskodni kell, tehát szelepcsővekre van szükség. Az egyfázisú áramok körében használatos Graetz-kapcsolásban 4 szelepcső kellett, hogy mindkét félhullámot felhasználhassuk. Ebből azt következtethetnénk, hogy itt $3 \times 4 = 12$ egyenirányító cső kell. Szerencsére nem! Elég 6, melyeket a 91. kép szerint kell a háromfázisú transzformátor sarkaival és a Röntgen-lámpával összekapcsolni. Bármelyik vezetékpárt és bármelyik irányú áramszakaszt szemeljük is ki, a szelepcsővek úgy terelik az áramot, hogy helyes irányban halad át a Röntgen-lámpán. Az eredő áram azonban nem lüktető áram lesz, mint a



87. kép. Nagyön állandó feszültségű készülék kapcsolása (Hull-féle.)

Graetz-féle kapcsolásban, hanem alig-alig ingadozó egyenáram (92. kép). Ilyen háromfázisú árammal táplálható Röntgen-készüléket látunk az 93. képen. E Koch- és Sterzel-gyártmányú berendezés teljesítménye igen nagy (1000 ma. 100 kv. esetén).

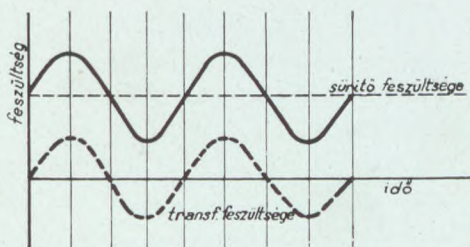
45. Megérintható Röntgen-készülékek. Korábban megemlékeztünk már a sugárvédő lámpákról. Újabban nemcsak a



88. kép.
A Witka-féle kapcsolás.

sugárzás ellen való védelemről gondoskodtak, hanem a *nagyfeszültség elleni védelemről is*, ami különösen akkor nagyon fontos, mikor az orvosnak közel kell tenni a lámpát a beteg testéhez. A Philips-gyár ugyancsak Metalix-néven forgalomba hozott egy hordozható Röntgen-készüléket, melynek valamennyi alkatrésze a földdel összekötött fémburokkal van körülvéve, alatta természetesen jó szigetelő anyag van. E készülék lámpáját vagy vezetékeit használat közben nyugodtan meg lehet érinteni. A készülék különben bármilyen váltakozó áramú fali lámpakapcsolóból táplálható (94a. kép). Használat után kisebb bőröndben elszállítható (94b.

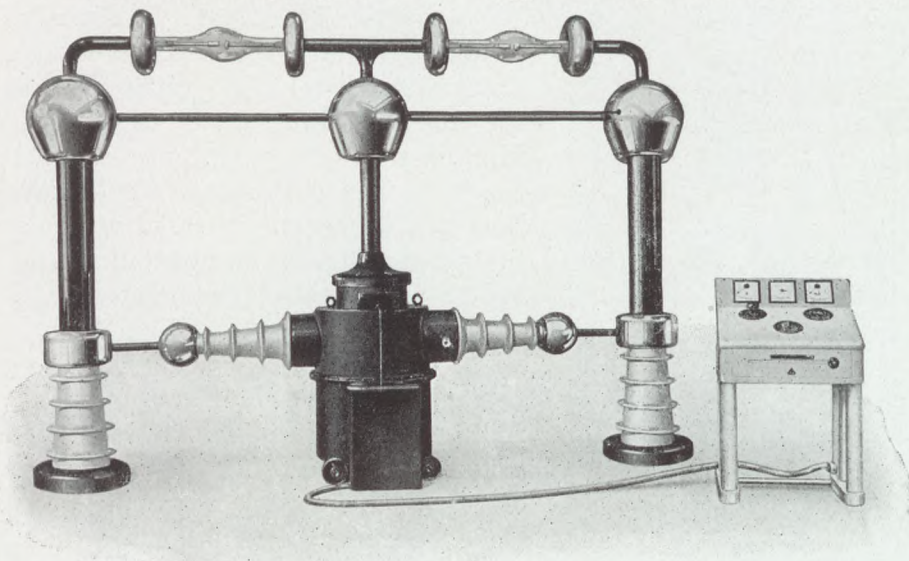
kép). Nem feltétlenül kell tehát a betegnek a Röntgen-készülékhez menni, hanem ez is felkeresheti őt! Ez a készülék körülbelül 45 kilovolt közepes feszültséget termel. Szerkesztettek azonban olyan megérintható készüléket is, amely 180 kilovoltot, sőt még többet is szolgáltat (95. kép). Az ilyen készülékben nagyméretű sugárvédő lámpákat használnak, melyeket kívül még a feszültség ellen védő burokkal is körülvesznek. A nagy feszültség ellenére a lámpát vagy a vezetéket nyugodtan meg lehet érinteni.



88a. kép. A Witka-féle kapcsolású készülék feszültségi görbéi.

46. A nagyfeszültség mérése. E célra már régóta használják a *szikraközt*: fémcúcsokat, lemezt és csúcsot vagy fémgömböket kapcsolnak össze a nagyfeszültségű áramforrással és a keletkező szikra hosszúságából, pontosabban abból

a távolságból, amelyet a szikra még éppen át tud ütni (szikratávolság), következtetnek a feszültségre. A szikratávolság nagyban függ az elektródok alakjától: általában annál hosszabb szikrát kapunk, minél kisebb az elektródok felszínének görbületi sugara. Fémcsúcsoké igen kicsi, tehát közöttük ugyanakkora feszültség esetén is hosszabb szikra ugrik át, mint gömbök között. A különböző feszültségi tartományokban különböző átmérőjű gömböket vagy esetleg csúcsokat hasz-



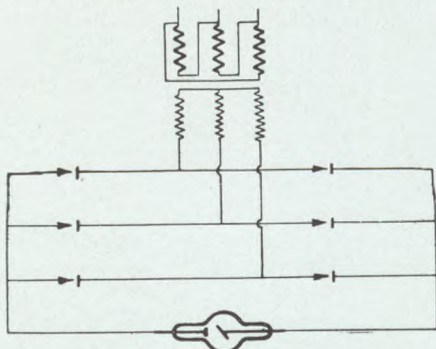
89. kép. A legújabb SRW nagyfeszültségű Röntgen-készülék. Alól középen van a 400,000 voltos transzformátor, kétoldalt az olajsűrítők, fölül a szelepesövek; az olajsűrítők tetején lévő nagy fémgömbökben vannak a fűtőgenerátorok (a Röntgen-lámpa és az egyik szelepeső részére), melyeket a középső gömbben elhelyezett motor forgat; csak a másik szelepesövet táplálja fűtőtranszformátor; a feszültség legnagyobb értéke 800,000 volt.

nálnak. A 96. képen látható egy gömbszikraköz, melyet gyakran alkalmaznak a nagy feszültség mérésére.

A szikraközöknek nagy előnye, hogy egyaránt használhatók mind állandó, mind változó feszültség mérésére, mind induktorok, mind transzformátorok körében. Fontos dolog azonban, hogy változó áramok esetében mindig a *csúcsfeszültséget* adják meg.

Egy használatban lévő Röntgen-lámpára eső feszültségkülönbséget az előbbi gömbszikraközzel a következőképen mérjük meg. A szikraközt összekapcsoljuk a Röntgen-lámpa sarkaiival (tehát vele párhuzamosan kapcsoljuk) és hosszú szigetelő rúddal vagy zsinórral addig közelítjük egymáshoz a gömböket, míg a szikra meg nem jelenik. Majd a leolva-

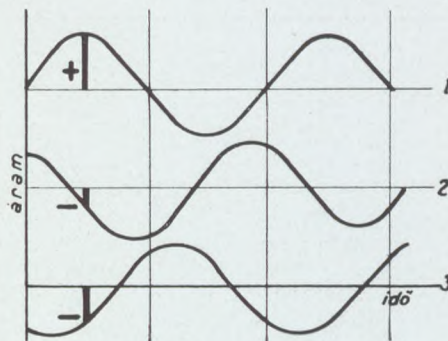
sott szikratávolságnak megfelelő feszültségkülönbséget táblázatból kiolvassuk. A gömböket rendszerint nem közvetlenül kapcsoljuk össze a Röntgen-lámpával, hanem vízzel megtöltött kígyózó csöveket (vízellenállás) iktatunk közbe, hogy szikrázáskor az áramerősség ne csaphasson föl nagy értékre, mert ennek káros hatása lehet: ugyanis az áram hirtelen megszakadása túlfeszültséget idézhet elő. Ez a vízellenállás a mérési eredményekre nincs befolyással. Mérés közben vigyázni kell arra, hogy Röntgen-sugár ne jusson a szikraközre, mert az ionos levegőben a kelleténél hamarabb átcsap a szikra és helytelen eredményt kapunk.



91. kép. Háromfázisú árammal táplált Röntgen-készülék kapcsolása.

hőmérséklet 20°C -nál nagyobb, akkor a feszültségi értékekből 3°C hőmérséklet-emelkedésre 1% -ot le kell vonni. A levegő nedvessége a gömbszikraköz adataira nincsen befolyással, de a csúcsokéra igen: nagyon nedves levegőben való méréskor a táblázat adatai körülbelül 10% -kal növelendők.

A csúcsos szikraköz nem nagyon érzékeny a Röntgen-sugárak ionozó hatásával és a közeli nagyfeszültségű elektromos vezetékekkel szemben.



90. kép. A háromfázisú áram.

A mellékelt 3. táblázat bőséges felvilágosítást nyújt arról, hogy a szikraköz faja, a gömbök méretei szerint hogyan olvashatjuk ki a feszültséget a szikra hosszából.

Ha a légnyomás 740 mm -nél nagyobb, akkor a táblázatban szereplő feszültségek minden 10 mm -es nyomásnövekedéskor gömbök esetén 1% -kal, csúcsok esetén 2% -kal nagyobbítandók. Ha a



92. kép. A Röntgen-áram (2) háromfázisú árammal (3) táplált készülékben; 1 az idő-tengely.

3. táblázat.

Szikraköz hossza mm-ben	Csúcsfeszültség kilovoltban			
	Csúcsok	2 cm átm. gömbök	5 cm átm. gömbök	15 cm átm. gömbök
10	—	30	32	—
20	—	52	58	—
30	—	63	79	—
40	—	70	95	107
50	—	76	108	129
60	—	—	118	150
70	—	—	125	168
80	—	—	132	184
90	—	—	139	200
100	—	—	144	214
110	—	—	150	226
120	—	—	154	238
200	106	—	—	—
240	125	—	—	—
280	143	—	—	—
320	162	—	—	—
360	180	—	—	—
400	200	—	—	—
440	218	—	—	—
480	236	—	—	—

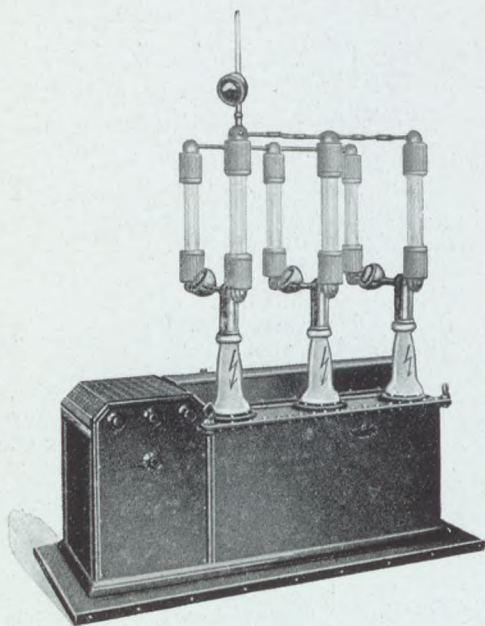
A szikratávolság és feszültség összefüggése 740 mm légnomás, 20 C° hőmérséklet és 50%-os nedvesség mellett WEICKER szerint.

Nagyon el van terjedve a transzformátor belső áramköréhez kapcsolt *kilovoltmérő*. Ez egy közönséges váltakozó áramú voltmérő, mellyel a belső tekercs két végpontja között fellépő *közepes* feszültségkülönbséget mérjük, tehát nem a csúcsfeszültséget. Az eszköz számlapjára azonban nem a közepes feszültségi adatokat írjuk, hanem ezeknek a transzformátor áttételi számával való szorzatát. De ezek a szorzatok éppen a Röntgen-lámpára eső közepes feszültségnek közelítő értékét adják meg. Így tehát a kilovoltmérőn mindjárt a nagyfeszültségű áramkör adatát olvashatjuk le. Nem szabad azonban elfelejtenünk, hogy a kilovoltmérő adatai csak közelítő értékek, amelyek a valódiaknál annál nagyobbak, minél erősebb áramot veszünk ki a transzformátor külső tekercséből.*

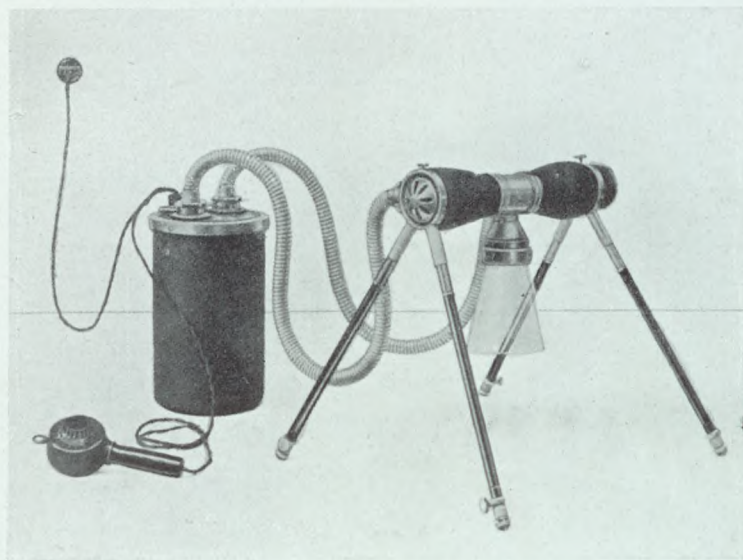
* A tapasztalat ugyanis azt mutatja, hogy ilyenkor a külső áramkörben esik a feszültség, bár a belső áramforrás változatlan marad (l. 89. old.).

Különösen feltűnő ez a hiba, ha a transzformátor külső áramkörébe még sűrítők is vannak kapcsolva, pedig ez minden jobb fajta Röntgen-készülékben így van. Ilyenkor legjobb a kilovoltmérőt külön hitelesíteni gömbszikraközzel vagy más módon.

Ha a nagy feszültség állandóságáról gondoskodtunk, mint az újabb Röntgen-készülékekben, akkor az *állandó nagy feszültség* mérésére a közönséges elektrométerek elve szerint készült eszközöket is használhatjuk. Ilyen a Siemens és Halske-féle *nagyfeszültségű voltméter* (97. kép). Ez mindjárt eszünkbe juttatja



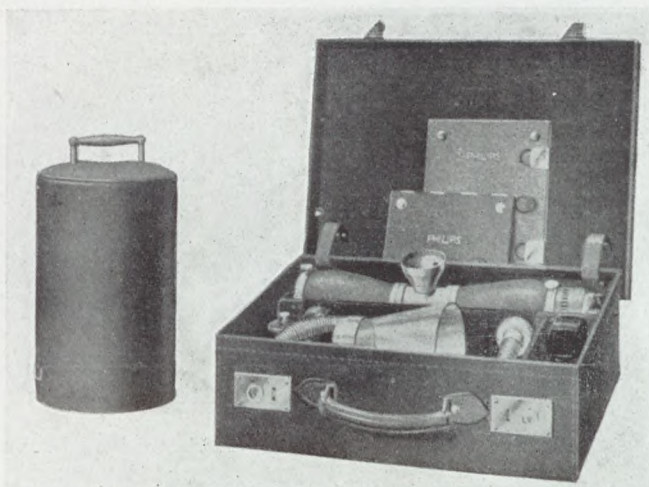
93. kép. Koch és Sterzel-gyártmányú háromfázisú Röntgen-készülék (Titanos-S).



94a. kép. Kisebb megérintható Röntgen-készülék.

a kvadrans elektrométert. Kvadransai (*A*) azonban nem vízszintesek, hanem függőlegesen állnak. A két kvadranspár

között vízszintes tengely körül forog egy harmadik lemez (a tű vagy piskóta : *B*), amely mutatóval is el van látva. Méréskor a kvadransokat az áramforrás egyik sarkával, a tűt pedig a másikkal kapcsoljuk össze. A mutató elfordulása a feszültség nagyságától függ. A piskóta elfordulás közben egy kis kamfót emel (*S*), melyre súlyok akaszthatók : ezeknek a nagyságától függ az eszköz érzékenysége. Mérési határa 8—10



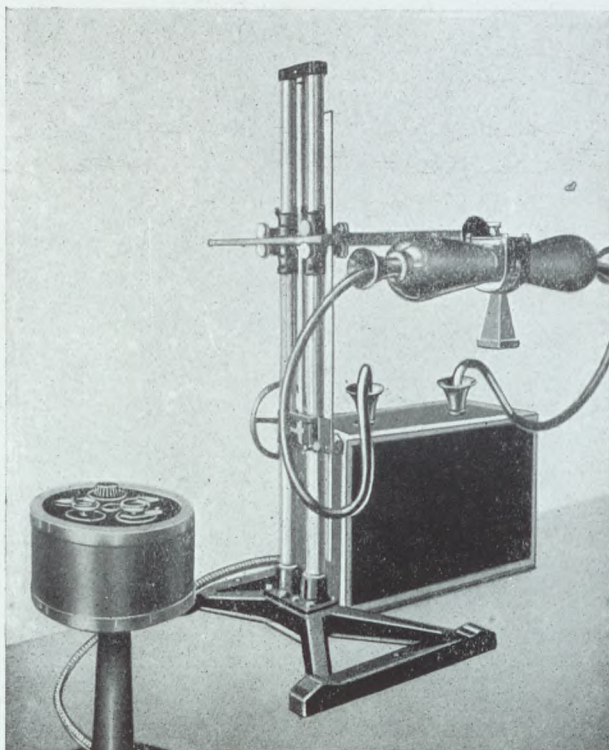
94b. kép. Szállítható készülék.

ezer voltig terjed. Használat előtt természetesen hitelesíteni kell. Ezenkívül még sokan szerkesztettek ilyen nagyfeszültségű elektrométereket, melyek közül megemlítjük a Wulf-félét, továbbá a Starke és Schroeder-félét, mint újabb eszközöket.

Nagyjelentőségű a magas feszültség mérése terén a Hartmann és Braun-gyár által készített *abszolút voltméter*. Ezzel úgy mérnek, hogy a nagyfeszültségű áramforrás egyik sarkát egy mozdulatlan fémlemezhez, a másikat meg egy mozgóhoz kapcsolják. A lemezeket nem levegőben, hanem 12 légköri nyomású nitrogéngázban tartják. A mozgó lemez a vonzó hatás következtében a másikhoz közeledik. Az egyensúlyi helyzet fenntartására a mozgó lemezhez erősített és egy mozdulatlan tekercsben folyó áramok taszító hatását használják föl. A készülék tulajdonképpen a Thomson-féle abszolút elektrométer módosított alakja. Ezzel az eszközzel 250,000 voltig lehet abszolút feszültségmérést végezni. Természetesen nem arra való, hogy

gyorsan mérjük vele a Röntgen-laboratóriumban, hanem könnyen kezelhető eszközök hitelesítésére.

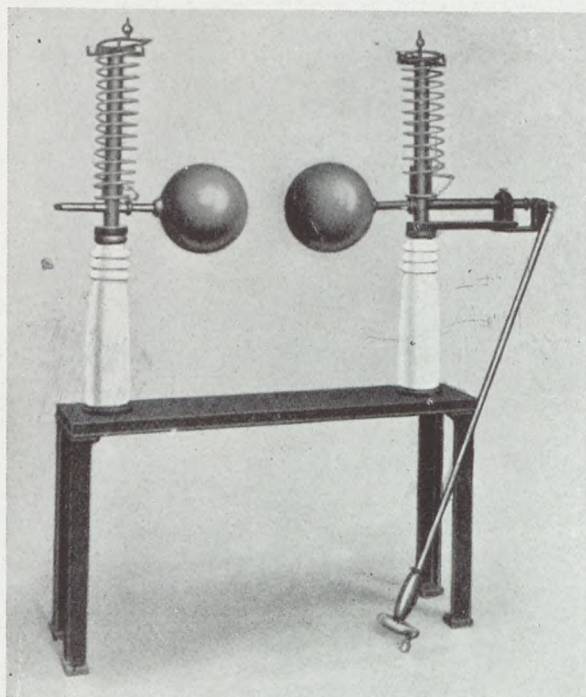
Az állandó nagy feszültség-különbség közvetlen mérését elkerülhetjük, ha a Röntgen-lámpával párhuzamosan igen nagy ellenállású (10^7 — 10^{10} ohm-rendű) vezetőt kapcsolunk. Ezen nagyon gyenge áram folyik keresztül, melyre érvényes Ohm törvénye; elég a nagy ellenállásnak egy kicsiny, de ismert törtrésze és feszültségkülönbséget megmérni valamilyen eszközzel, ebből azután ki lehet számítani az egész feszültségesést. Nagy ellenállású vezető lehet szigetelő rúdra porlasztott vékony fémréteg vagy esetleg alkalmas folyadékoszlop is. (Például xylol és alkohol-keverék.)



95. kép. Nagyfeszültségű „Metalix“-készülék teljes sugárzási és feszültségi védelemmel.

Utoljára említjük, hogy a *Röntgen-színkép* is kiválóan alkalmas a nagyfeszültség mérésére. Később megismerkedünk majd a Röntgen-spektrográfokkal, amelyekkel ilyen színképet lehet előállítani és lefényképezni. Most csak annyit jegyzünk meg, hogy e színképek egy tekintetben feltűnően különböznek a látható színképtől. Ugyanis ennek két határszíne: a vörös és az ibolya sohasem szakad meg hirtelen, hanem folytonosan elmosódva tűnik el szemünk előtt. Nem így viselkedik a Röntgen-színkép! Mikor ugyanis a Röntgen-színképelemző készülék az összetett Röntgen-sugár színeit egymás mellé kiteríti, akkor az ibolyának megfelelő kemény sugarak nem gyengülnek foko-

zatosan, hanem egy pontosan meghatározott keménységű (hullámhosszúságú) sugárnál a színek *hirtelen megszakad*. Minél



96. kép. Gömbszikraköz kigyózó vízellenállásokkal.

12,345 (l. 341. old.). Ha e képletben λ_{\min} , vagyis a határsugárzás hullámhosszúsága ismeretes, akkor a V_{\max} , a feszültség legnagyobb értéke kiszámítható belőle. Ugyanis

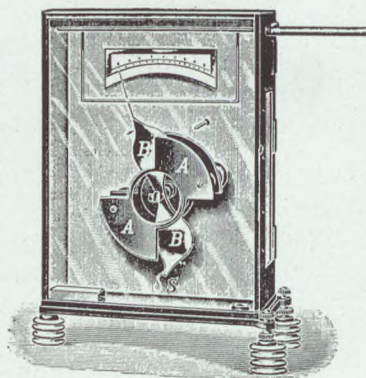
$$(8) \quad V_{\max} = \frac{12,345}{\lambda_{\min}} \text{ volt.}$$

Mit kell hát tennünk? Egy alkalmas Röntgen-spektrográffal — mint például a Seemann-féle (l. 203. old.) — lefényképezzük a Röntgen-színeképet, amihez $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{2}$ órai megvilágítási idő szükséges (98. kép). Majd a kidolgozott filmen fotometriai úton pontosan meghatározzuk, hogy a színekép határa milyen távolságra van ismert hullámhosszúságú színeképi vonalaktól. E távolságokból már elég nagy pontos-

nagyobb a feszültség, annál keményebb a határsugárzás. Mégpedig az összefüggés közöttük bámulatosan egyszerű. Ugyanis a határsugárzás hullámhosszának (λ_{\min}) és a lámpára kapcsolt feszültség legnagyobb értékének (V_{\max}) szorzata állandó:

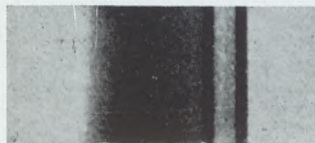
$$\lambda_{\min} V_{\max} = \text{állandó.}$$

Ha a hullámhosszat Ångström-egységben, a feszültséget pedig voltban mérjük, akkor az állandó számértéke



97. kép. Nagyfeszültség mérésre való voltméter.

sággal kiszámítható a határsugárzás hullámhosszúsága, ha tudjuk, hogy a filmen 1 mm távolságnak mekkora hullámhosszúság-változás felel meg. Megjegyzendő, hogy más színeképi vonaltól függetlenül is ki lehet számítani a határsugárzás hullámhosszát, de ez hosszadalmasabb. E módszerrel 1—2% pontossággal meg lehet határozni a nagy feszültség értékét.


 $\lambda_{\min.}$

98. kép.

A Röntgen-színkép határa.

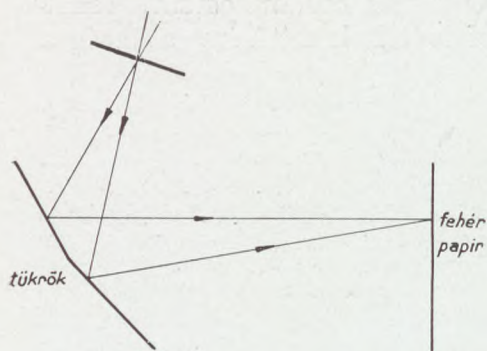
MARCH, STAUNIG és FRITZ német fizikusok olyan feszültségmérőt szerkesztettek, amelyben a fényképező-filmet fluoreszkáló lemez helyettesíti. Ezzel jól besötétített szobában szabad szemmel meg lehet határozni a határsugárzás hullámhosszát, tehát meg lehet menteni a fényképfelvétel készítésére szükséges időt.

IV. FEJEZET.

Sugárzási elméletek.

1. A fénysugár.

Mielőtt a Röntgen-sugarak természetére vonatkozólag bármilyen föltevessel élnénk is, emlékezetünkbe kell idézni, hogy minek tekintjük a fényt s általában a többi hasonló sugárzásokat (ibolyántúli fény, hősugarak, rádiósugarak stb.).



99. kép. A Fresnel-féle tükörkísérlet.

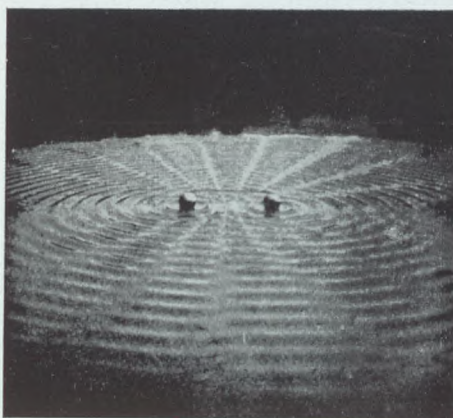
Ugyanis azt sejtjük, hogy a rájuk vonatkozó nézeteket fölhasználhatjuk a Röntgen-sugárzásra is. Régi és nagy kérdése a fizikának, hogy mi tulajdonképpen a fény és hogyan terjed tova a térben. A kérdésre adott felelet változott az évszázadok folyamán a nélkül, hogy teljesen kiforrott és megnyugtató alakot tudott volna ölteni. Napjainkban is forronganak a

nézetek e kérdés körül, amely állandóan az érdeklődés középpontjában áll. Sajátságos elzárkózottsága a természetnek, hogy éppen a fényt, amelynek világa mellett kutatja az ember a természetet, éppen a fényt titkolja előtte, ennek rejtélyébe nem enged bepillantani.

47. A fény hullámelméletének tapasztalati alapja. A fény egyenesvonalú terjedését és visszaverődését jól meg lehetett magyarázni azzal a föltevessel, hogy a fény valamilyen finom anyag, amelynek részecskéit a világító testek igen nagy sebességgel röpítik ki magukból. Már nagy nehézségbe ütközött a fény törésének és még inkább a színeknek megmagyarázása ez alapon. A fény anyagi elméletére halálos csapást mért a sugárszövődési (interferencia) és az elhajlási (diffrakció) jelenségek felismerése.

A francia FRESNEL eszelt ki örökértékű kísérleteket a fénysugarak *összeszövődésére* vonatkozólag. Ilyen a kettőstükörrel

végzett kísérlete, amely újabban a Röntgen-sugarak körében is szerepel (99. kép). Két üveglap kell hozzá, amelyeknek széle összeér, de síkja egy kicsit hajlik egymáshoz képest. A tükröket függőlegesen állítjuk és színes, például vörös üvegen átszűrt fényt ejtünk rájuk néhány tized mm széles résen keresztül, mely párhuzamosan áll a tükrök metszési élével. A résből szét-tartó fénysugarak indulnak ki, amelyek a tükrökről visszaverődnek. Ha egyik tükröt letakarjuk, a másiktól visszaverődött sugarak az útjukba helyezett homályos üveget vagy fehér papírlapot szép egyenletesen világítják meg. Ha a takarót elvesszük, azt váránk, hogy a megvilágítás még erősebb lesz, mert most mindkét tükrőről visszavert fény ráesik a fehér papírra. E helyett legnagyobb meglepetésünkre vörös és fekete csíkok sorozata tárul szemünk elé. Szóval lesz a fehér ernyőnek olyan helye, amelyre mindkét tükrőről esik fénysugár és mégis sötét marad: vagyis fény fényhez adva sötétséget is eredményezhet. A két tükrőről visszavert sugarak összeszövődnek (interferálnak). A „sugárszövődés“ elnevezés ZEMPLÉN Győzőtől származik.



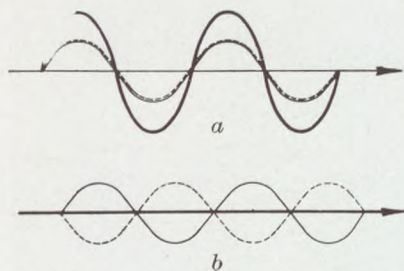
100. kép. Víz hullámok összeszövődése.

Hasonló kísérletet végezhetünk víz hullámokkal. Nyugvó víz felszínének két pontja körül úgy keltünk hullámokat, hogy megégyező ütemben ütögetjük a víz felszínét. Mindegyik pontból hullámgyűrűk indulnak ki, amelyek egymásba hatolnak, s az eredmény az lesz, hogy a víz felszínének egyes helyei nyugalomban maradnak, míg más helyeken magasabb hullámhegyek és mélyebb völgyek keletkeznek, mint mikor csak egyik pontból indulnak ki a hullámgyűrűk (100. kép). Ennek oka egyszerű. Ugyanis a hullámozás abban áll, hogy a víz részecskéi függőleges vonalak mentén föl- és lefelé mozognak. Ha valamely helyen a két hullám úgy találkozik össze, hogy a hullámhegy állandóan hullámhegyre, a völgy pedig völgyre esik, vagyis mindkét hullám egyidejűleg akarja fölfelé vagy lefelé mozdtítani a vízrészecskét, akkor ott a két hullám erősíti egymást (101a. kép). Ha ellenben hullámhegy völgygel esik össze: vagyis az egyik

hullám fölfelé, a másik meg lefelé akarja mozdítani a víz-részecskét egyenlő távolságra, akkor ez nyugalomban marad (101b. kép).

Megkapó a hasonlóság FRESNEL tükörkísérlete és a két pontból kiinduló vízhullámok között. A két tükör megfelel az említett két hullámforrásnak. Önként kínálkozik a lehetőség, hogy a tükörkísérletet is *fényhullámok* összeszővődésével magyarázzuk meg. Erre a fény anyagi elmélete alkalmatlan.

Nem hagyhatjuk említés nélkül, hogy a sugárszővődés fontos szerepet játszott RYBÁR ISTVÁN hazánkfiának jelentős fénytani kutatásaiban is.



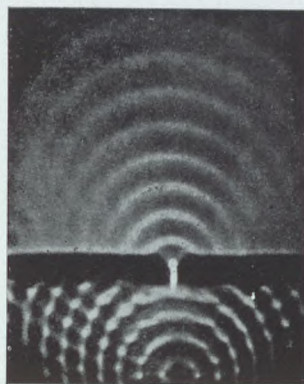
101. kép. Ugyanabban az irányban haladó hullámok összetevése (a vastagvonal az eredő).

A hullámföltevést nagyban támogatják a *fényelhajlási* jelenségek is. Ha a napsugarak útjába, rájuk merőlegesen papírlapot állítunk, melyre nagyobb kerek nyílást vágunk, akkor a nyílásnak élénken megvilágított képét látjuk egy mögötte lévő papírlapon, mely szintén merőlegesen áll a sugarakra. A fénylő kerek folt éppen akkora, mint a nyílás. Környezete ellenben

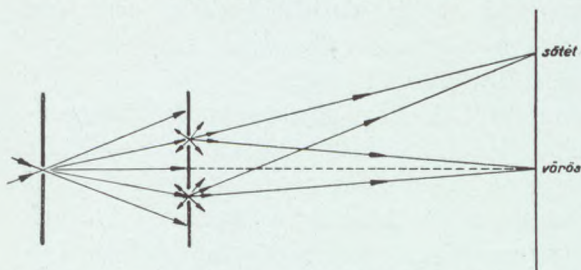
árnyékban marad. Ez éppen a fény egyenesvonalú terjedésének kísérleti bizonyítéka vagy következménye. De megváltoznak a viszonyok, ha a fénynyaláb kicsiny ($0.1-0.01$ mm) átmérőjű lyukon halad keresztül. Ekkor már nem érvényes az egyenesvonalú terjedés törvénye, hanem a fénysugár a nyíláson átlépve eltér, elhajlik eredeti irányától és minden irányban szétterjed. A nyílással szemben lévő papírlapon most hiába keressük a nyílásnak világító képét, e helyett elmosódott fényfoltot találunk, amelyben esetleg színes részletek is vannak. Hasonlóan viselkednek a vízhullámok, ha útjukba deszkát állítunk, melyen kis nyílás van: a nyílás tulsó oldalán minden irányban terjedő hullámgyűrűket látunk (102. kép). Önként kínálkozik hát az a föltevés, hogy *a fény is valamilyen hullámmozgás*.

A fényelhajlással rendszerint együttjár a sugárszővődés is. Ilyen természetű kísérletet úgy végezhetünk, hogy két kicsiny résen bocsátjuk át a fényt, melyeket előhívott fényképezőlemez fekete rétegébe éles késsel vágunk, egymással párhuzamosan (103. kép). Ha ezekre a mögöttük elhelyezett hasadékon át

széttartó vörös fénynyalábot ejtünk, a fénysugarak rajtuk keresztül haladva minden irányban elhajlanak és egymással összeszővődhetnek. Az útjukba állított fehér papíron vörös és sötét csíkok jelennek meg. A fényelhajlással együttjáró sugárszővődés még jobban tapasztalható, ha egymás mellett lévő sok keskeny résen (nyíláson) halad át a fény. Ilyen részeket úgy állítanak elő, hogy üveglemezre karcolásokat húznak sűrűn egymás mellé (mm-ként több százat); két karcolás között van egy-egy nyílás. Az ilyen üveglemezt optikai rácsnak nevezik.* Ha a rácsra egy keskeny hasadékon keresztül színes, például vörös üvegen átszűrt fény esik, akkor szintén vörös és fekete csíkok jelennek meg a fehér ernyőn, mint a tükrökísérlet alkalmával. Ez a jelenség ugyancsak hullámokra enged következtetni. Ugyanis ez esetben mondhatjuk, hogy a fény beesésekor az összes nyílásokból minden irányban (még hátrafelé is) terjednek a sugarak: eredeti irányuktól elhajlanak. Ennek következtében a szemközt levő fehér ernyő egy-egy pontjára több fénysugár esik, amelyek összeszővődnek: erősítik vagy gyengítik egymást, aszerint, hogy a hullámhegyek és völgyek miképpen találkoznak egymással. Megjegyzendő, hogy egyetlen keskeny résen át is hasonló



102. kép. Víz hullámok áthaladása kis nyíláson.



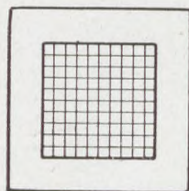
103. kép Sugárszővődés két keskeny rés mögött.

Ha két üvegrácsot vonalkázott oldalával úgy fektetünk egymásra, hogy a karcolások egymást keresztezzék, mint egy szövet szálai, akkor a rések helyett sok-sok kicsiny pontszerű

elhajlási jelenség észlelhető. Ilyenkor az egyetlen nyílást osztjuk fel gondolatban még kisebb szakaszokra, amelyek az ernyő egy-egy pontjába külön-külön küldenek egymással összeszővődő fénysugarakat.

* Vannak fémrácsok is, melyek úgy készülnek, hogy tükröző fémfelületre húzzák a karcolásokat. Ez esetben a visszaverődő sugarak szővődnek össze egymással.

nyílás sorakozik egymás mellé. Az ilyen rácsot, amelynek karcos-lásai keresztelik egymást, *kereszt-rácsnak* nevezik (104. kép). Ha erre egy kis négyzet alakú nyíláson keresztül vörös fénynyalábot ejtünk, a fehér ernyőn szabályosan szétszórt vörös foltok sorozatát látjuk. E foltokat le is lehet fényképezni — különösen ha másszínű fényt használunk. A fényképező lemezen szabályszerűen elhelyezett fekete foltok jelennek meg (137. kép).



104. kép. Kereszt-rács.

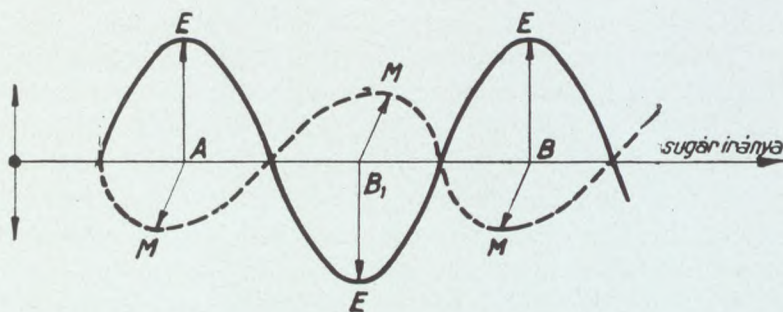
Ha egy keskeny résen áthaladó sugarak útjába vékony drótot vagy varrótűt állítunk a réssel párhuzamosan, szintén elhajlási jelenségek lépnek föl. Sőt észlelhetők ezek egy nagyobb átlátszatlan ernyő árnyékának széle mentén is (l. 290. old.). — Eddig mindig csak egynemű fényt használtunk megvilágításra; ekkor az elhajlási kép azonos színű világos és sötét csíkokból vagy foltokból állt. Ha ellenben fehér fény esik be, akkor változatos színes csíksorozat, színeképek sokasága jelenik meg szemünk előtt, a fekete vonalak ellenben elmaradnak. Könnyen megfigyelhetjük ezt kereszt-ráccsal: ha vékony, kifeszített selymemernyőn keresztül este távoli lámpa felé nézünk, szabályszerűen elszórt, hosszúkás színeképeket látunk (Zemplén—Pogány—Pöschl l. c., 205. o.).

Amint látjuk, több tapasztalati jelenség arra mutat, hogy a fény valamilyen hullámszerű jelenség. Igaz, hogy viszont ismeretesebbek olyan jelenségek is, amelyek meg nem állnak összhangban a hullámmelével, ilyen pl. az elektronok kiváltása fémekből fénysugarakkal. De ez utóbbi kérdést egyelőre figyelmen kívül hagyjuk és inkább megmondjuk, hogy melyeknek gondoljuk a fényhullámokat.

48. A fény hullámmélete. A Röntgen-sugár fölfedezésekor már virágkorát élte. Kétféle alakja is van. Egyik az *éterhullámozás*, mely szerint a fénysugár úgy terjed, hogy a mindenséget betöltő világéter részecskéi a sugár irányára merőlegesen rezegnek, akárcsak a víz részecskéi, mikor felszínén hullámgyűrűk futnak széjjel. A különbség az, hogy az éterrészecskék a fénysugárba merőlegesen bármilyen irányban rezeghetnek, míg a vízrészecskék csak függőlegesen.

A föltevés másik alakja az *elektromágneses hullámozás*. Ennek előnye, hogy a világéter föltevése nélkül is megállhatja helyét, már pedig a világéter mindig sok gondot okozott a fizikusoknak s létezése korunkban meg éppen komoly válságba jutott. Az elektromágneses fényelméletben fontos szerepet játszik az

elektromos és mágneses térerősség. Egy elektromos test a közelébe jutó másik elektromos töltésű testre vonzó vagy taszító erőt fejt ki. Ha a másik pontszerű kicsiny test töltése éppen a pozitív elektromos tömeg egységével egyenlő, akkor a reá ható erő éppen az elektromos térerősség. Hasonló jelentése van a mágneses térerősségnek is (l. 72. old.). Az elektromágneses fényelmélet szerint a fénysugár terjedésekor semmiféle anyag részecskéi nem rezegnek, hanem az elektromos és mágneses térerősség mutat szakaszos váltakozást a fénysugár mentén.



105. kép. Az elektromos és mágneses hullám a fénysugár mentén.

Mégpedig mind az elektromos, mind a mágneses erő merőleges a sugár irányára s a két erő ezenfelül még egymásra is. A leg-egyszerűbb esetben — ha a fénysugár mentén végig egy időpontban megjelöljük a két erő nagyságát irányított vonal-darabokkal és ezeknek végpontját összekötjük — két hullámvonalat kapunk, melyeknek síkja egymásra merőleges (105. kép). A függőleges síkban van az elektromos, a vízszintesben a mágneses hullám. Ez az állapot persze csak egy időpontban érvényes. A következő pillanatban már az erők nagysága más lesz a fénysugár ugyanazon pontjaiban is. Az új hullámgörbéket úgy kapjuk meg, hogy az előbbieket a terjedés irányában eltoljuk. Az elméleti számítások azt mutatják, hogy ilyen hullámokat kelt maga körül egy elektron méreteihez képest nagy távolságban, ha a papír síkjában a sugár irányára merőlegesen rezeg. Általában véve azonban a hullámok síkja változtatja helyzetét, miről később megemlékezünk. Sajátságos vonása az elektromágneses elméletnek, hogy az elektromos és mágneses hullám mindig együtt van, egymástól el nem választható.*

* Ezt megértjük, ha az indukció alapján emlékeztetünkbe idézzük, hogy a mágneses erő változása mindig elektromos erőt ébreszt és viszont.

A fényhatásokat a tapasztalat alapján az elektromos hullámnak tulajdonítjuk.

A sugár ama pontjaiban, amelyekben a térerősséget jelképező nyilak egyenlő hosszúak és irányúak, a rezgési állapot megegyező (A és B pont); ama pontokban pedig, amelyekben e vonalдарabok egyenlők ugyan, de ellenkező irányúak, a rezgési állapot éppen ellenkező (A és B_1 pont). Ha a sugár mentén rezgő pontokra gondolunk, az A és B pontok állandóan egyidejűleg kezdik és végzik rezgésüket: egyenlő fázissal rezgnek; míg a B_1 pont minden újabb rezgését fél rezgési idővel később kezdi, mint az A pont: e két utóbbi pont ellenkező fázissal rezeg. A rezgési állapot kérdése különösen akkor fontos, midőn két vagy több sugár összetalálkozik egy pontban vagy azonos irányban halad.

Két megegyező fázissal rezgő pont távolsága vagy egyszerűbben egy hullámhegy és hullámvölgy hossza a *hullámhosszúság*. A hullámföltevézés szerint a színek fizikai szempontból csak a hullámhosszúságban különböznek egymástól. Éppen a sugárszövődési jelenségek alapján meg is lehet mérni a hullámhosszúságot. Leghosszabb a vörös fény hulláma: körülbelül $0.0008 \text{ mm} = 0.8 \text{ mikron } (\mu)$; legrövidebb az ibolyaé: körülbelül 0.4μ ; a többi színeké e két határ között van. A fehér fénysugárban olyanféleképpen egyesülnek a különböző színek, a különböző hullámok, mint a zenekar hangjában az egyes hangszerek hangja. Az ibolyántúli (vegyi) és a hősugarak csak hullámhosszúságban különböznek a fénysugaraktól, mégpedig az előbbieké kisebb 0.4μ -nál, az utóbbiaké pedig nagyobb 0.8μ -nál. Egyébként ezek is elektromágneses hullámok. Sőt ilyenek a rádió antennájából kirepülő sugarak is, amelyeknek hullámhossza azonban több méter, esetleg kilométer is lehet.

Az összes elektromágneses sugárzások légüres térben (közeliítőleg a levegőben is) ugyanakkora sebességgel terjednek: ez $300,000 \text{ km mp-ként}$. Ha ezt a terjedési sebességet elosztjuk a megfelelő hullámhosszal (λ), megkapjuk, hogy 1 mp alatt hány hullám indul ki a sugárzó forrásból: ez a sugárzás rezgesszáma (ν). Tehát

$$(9) \quad \frac{c}{\lambda} = \nu \text{ és } \frac{c}{\nu} = \lambda.$$

A sugárszövődés jól megmagyarázható a hullámelmélet alapján, hiszen éppen ez keltette életre. Ha a tér egy pontjába két fénysugár mentén két megegyező hullám érkezik, akkor

lehetséges, hogy a találkozás helyén hullámhegy hullámhegyre, völgy meg völgyre esik vagyis a két hullám egyenlő fázissal találkozik: ilyenkor a két sugár erősíti egymást (99a. kép); de lehetséges, hogy a hullámhegy éppen hullámvölgyre esik vagyis a két hullám éppen ellenkező fázissal találkozik: ilyenkor a két sugár lerontja egymást, vagyis fény fényhez adva sötétséget eredményez (96b. kép). A fényelhajlás és a vele rendesen együttjáró sugárszövődés a hullámok körében nem is szorul bővebb magyarázatra. Csak az a fontos, hogy az elhajlási nyílások mérete ne legyen aránytalanul nagy a hullámhosszához képest.

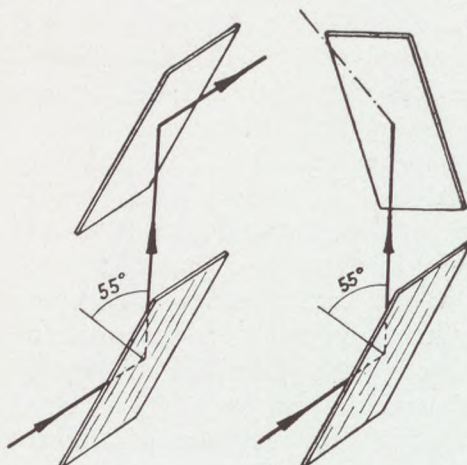
Hogy a sugárszövődés alkalmával a sötétedés feltűnő és tartós legyen, szükséges, hogy a két fénysugár teljesen meg-egyező természetű maradjon. Ez pedig akkor következik be, ha a két fénysugár azonos származású (kohærens): a fényforrásnak egy és ugyanazon pontjából indul ki, majd valamilyen módon ismét összetalálkozik. Ellenkező esetben csak egy-egy pillanatra oltja ki esetleg egymást a két fénysugár, majd pedig erősíti, tehát tartós sötétedést nem tapasztalunk. Két izzólámpa vagy két égő gyertya sohasem okoz sötétséget a falon. Ezért használunk a fényelhajlási és sugárszövődési kísérletekhez olyan fénynyalábot, amely a fényforrásnak egyetlen pontjából vagy keskeny csíkszerű részéből indul ki; ezt a nyalábot kis nyílással vagy réssel különítjük el.

Ha fehér fényforrásunk van, akkor a sugárszövődési és az elhajlási jelenségek színessé válnak: a vörös és fekete csíkok helyett színeképek sorakoznak egymás mellé. Ezt úgy magyarázhatjuk meg, hogy egy bizonyos irányban csak meghatározott színű sugarak erősítik egymást, a többiek alig vagy egyáltalában nem, tehát csak az előbbi színt észleljük.

A hullámelmélet alapján a fény visszaverődését és törését is jól meg lehet magyarázni. Legföljebb azt kérdezhetjük, hogy miért terjed a fény nagyobb nyílásokon át egyenes vonalban, miért van egyáltalában árnyék. Hiszen a hang is hullámokban terjed és mégis megkerüli a testeket: nincs árnyék. Erre azt válaszoljuk, hogy a fényhullámok szintén megkerülik általában a testeket vagyis bejutnak az árnyék belsejébe is, de sugárszövődés útján megsemmisítik egymást. Csak akkor nem, ha a testek (nyílások) elég kicsinyek.

Most még csak egy kiegészítő megjegyzést kell tennünk. A sugárelhajlás és szövődés jelensége csak azt kívánja, hogy hullámok terjedjenek a sugár mentén. De, hogy a rezgés a sugárra

merőlegesen (keresztrezgés) vagy a sugár mentén (hosszmenti rezgés) megy-e végbe, az tulajdonképen mindegy. Tehát első pillanatra egészen önkényesen vettük föl, hogy az éterrészeskék keresztrezgést végeznek. Az elektromágneses sugárzás körében a keresztrezgés az elektronelméletből önként következik. Azonban tapasztalati alapja is van a keresztrezgés fölvételének. Ugyanis a legmegszokottabb jelenség alkalmával, mint a fény visszaverődése, sajátos változáson mehet át a fénysugár. A lámpából jövő fehér fény bármilyen helyzetben jól visszaverődik az



106. kép. A fény sarkítása visszaverődés útján.

üvegről. De nem így viselkedik a már egy ízben visszavert sugár. Ugyanis egy üveglapról körülbelül 55° -nyi szög alatt visszaverődő fénynyaláb egy másik üveglapról nagyon jól visszaverődik, ha e második üveglemez párhuzamos az elsővel (106. kép). Ellenben nem verődik vissza róla, ha e második üveglemezt a ráeső sugár mint tengely körül 90° -kal elfordítjuk. 180° -nyi elfordítás után ismét visszaverődik, 270° -os után azonban újra nem. Tehát a fénysugár körül nem azonos viszonyok uralkodnak.

Ha a fényt hosszmenti rezgésnek tekintenénk, akkor e jelenségnek nem tudnánk magyarázatát adni. Hiszen ez esetben a fénysugár körül mindenütt teljesen azonos viszonyok uralkodnának. Ha ellenben keresztrezgésnek tartjuk, akkor egyszerűen azt mondjuk, hogy a lámpából jövő természetes fényben a hullámok síkja rendezetlen, folyton változik és az ilyen fényt az alsó üveglemez bármilyen helyzetben visszaveri. Az üveglemezről 55° alatt visszaverődő sugárban ellenben a hullámok síkja már meghatározott, mégpedig föltevésünk szerint az elektromos hullám merőleges a papír síkjára, a mágneses hullám pedig állandóan a papír síkjában van, tehát bizonyos rezgési irányok ki vannak tüntetve. Az ilyen fényt már nem veri vissza a felső üveglemez bármilyen helyzetben. Legjobban visszaveri akkor, ha az elektromos térerősség iránya párhuzamos a lemezzel és legkevésbé akkor, ha a mágneses térerősség párhuzamos vele. Az ilyen fénysugarat, amelynek úgy az elek-

tromos, mint a mágneses hulláma pontosan meghatározott síkban van, *vonalasan sarkított* (poláros) fénynek nevezzük. (Van másféle sarkított fény is.) A természetes fény éppen abban különbözik ettől, hogy a hullámok síkja határozatlan, folyton változik. Ilyen fényt bocsátanak ki magukból a fényforrások. Szemünk a sarkított és a természetes fényt nem tudja megkülönböztetni egymástól, e célra külön eszközöket készítettek. Az elhajlított fény polározási állapotára vonatkozólag széleskörű vizsgálatokat végzett hazánkban FRÖHLICH IZIDOR.

49. A fényforrások alkata. Eddig főképen csak arról emlékeztünk meg, hogy minek tartjuk a fénysugarat, de a sugár keletkezésével nem igen foglalkoztunk. Csak annyit említettünk, hogy a rezgő elektronból hullámok indulnak ki. Ennek alapján régebben föltették, hogy a fényforrásokban elektronok rezegnek egyensúlyi helyzetük körül, melyek a fényhullámokat keltik. Mégpedig az egyszínű fényforrásban, az összes elektronok pontosan meghatározott rezgésszámmal rezegnek. Az elektromos kisülési csőben világító gáz elektronjai ellenben többféle, de pontosan meghatározott rezgésszámmal mozognak. Ezért a világító gázok már többféle színű fényt sugároznak ki, színeképük különálló vonalakból áll. Az izzólámpa fehér fényében meg mindenféle színű fény egyesítve van, amiről meggyőz bennünket a folytonos színekép. Ezért föltették, hogy a lámpa izzószálában az elektronok rengeteg sokféle rezgésszámmal mozognak. A régebbi felfogás szerint a sugárzás elnyelésekor az elektronok kirezgése nagyobbodott.

A rezgő elektron nagy diadalokat aratott a fénytanban: sok jelenség törvényét elméletileg le lehetett vezetni ennek föltevésével. És mégis új jelenségek fölismerése következtében föl kellett áldozni a bolygó módjára keringő elektronnal szemben. Ennek okaira később (291. oldal) mutatunk majd rá. Most csak annyit bocsátunk előre, hogy a bolygó-elektron föltevése hozta magával azt is, hogy feladták az elektromágneses hullámok folytonos kibocsátását és hirtelen, adagszerűen lefolyó jelenségnek tekintették a sugárzás kiadását. Persze ez a nézet maga után vont a sugárzásnak adagokban való elnyelését is, ami óriási nehézségeket támasztott a hullámelmélet számára.

2. A Röntgen-sugár.

Az X-sugarak több tulajdonsága megegyezik a fényével: hatnak a fényképezőlemezre, világításra készítetik a fluoreszkáló ernyőt, egyenes vonalban terjednek (árnyék) stb. Ezért

valószínű volt, hogy a Röntgen-sugarak is láthatatlan elektromágneses sugarak, melyeknek hullámhossza az ibolyántúli fényénél is sokkal kisebb. Keletkezésüket a fényéhez hasonlóan úgy is el lehetett képzelni, hogy a katódsugár sebes elektronja belerohan az antikatód atómjai közé, de itt nem áll meg rögtön, hanem nagyon szapora rezgéseket végez: kibocsátja az úgynevezett fékezési sugárzást. Viszont útközben összeütközik az antikatód belső elektronjaival is, amelyek egyensúlyi helyzetük körül szintén rezegni kezdenek és kilövellik a jellemző sugárzást. Ez a kép az X-sugarak keletkezéséről annyira vonzó, hogy szinte sajnáljuk, hogy különböző tapasztalatok alapján mégis föl kellett áldozni, éppen úgy, mint a fény keletkezéséről alkotott képet.

50. Régebbi elhajlási kísérletek Röntgen-sugárral. Minthogy egy sugárfajta hullámszerűségére éppen az elhajlási és a sugárszövődési jelenségek döntők, RÖNTGEN maga is igyekezett keskeny résen át sugarainak elhajlását észlelni, de teljesen bizonytalan eredménnyel. Ezen nem csodálkozhatunk, hiszen a sugarak fölfedezése után közel 20 évig sikertelenül kísérleteztek a fizikusok ez irányban. Mivel valószínű volt, hogy az X-sugarak hulláma — ha van ilyen — az ibolyántúli sugarakénál is jóval rövidebb, ezért igen keskeny rést használtak. Ez tulajdonképpen fémlemezek között lévő ékalakú nyílás volt, melynek hosszúsága néhány cm-t tett ki, szélessége pedig — gerincétől a hegye felé haladva — néhány ezredmilliméterről zérusra csökkent. A kísérleti berendezés hasonló volt ahhoz, amellyel a fénysugarak elhajlását állították elő egy résen át (107. kép). A Röntgen-lámpából kilépő sugárzás két cm hosszú és néhány ezredmm széles résen keresztül esett a tőle körülbelül 1 méter távolságban lévő ékalakú nyílásra; ettől ugyancsak 1 méter távolságban volt a fényképező lemez. A megvilágítás igen hosszú ideig tartott.

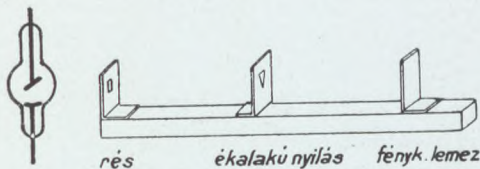
Ilyen kísérleti berendezéssel készítettek elhajlási fénykép-fölvételeket HAGA és WIND együttesen 1899-ben és 1903-ban; azt tapasztalták, hogy a lemezen kapott fekete folt nem egyezik meg pontosan az ékalakú nyílás méreteivel, hanem a fekete csík az ék hegye felé ecetszerűen kiszélesedik. WALTER és POHL 1908-ban és 1909-ben gondosan megismételték e kísérleteket, de elhajlásnak vagy sugárszövődésnek semmiféle nyomát sem tudták észlelni, hanem mikroszkópi méréssel megállapították, hogy a fekete csík méretei pontosan megegyeznek az ékével. Később azonban KOCH P. P. (1912) pontos feke-

tedés-mérő eljárással kiderítette, hogy WALTER és POHL fölvételein a feketedés a réskép közepétől a széle felé csökken, még pedig kemény sugarak esetében jobban, mint lágy sugárzáskor. De sötét és világos elhajlási csíkok nem voltak észlelhetők. (Nem érdektelen fölemlíteni, hogy WALTER később (1924), mikor a Röntgen-sugarakra vonatkozó ismeretek már nagyban előrehaladtak, elvileg a régi kísérleti berendezéssel sikeres elhajlási fényképeket kapott, melyeken megjelentek az elhajlási csíkok is. A főkülönbség a régihez képest az volt, hogy egyenmű sugárzást: a réz jellemző sugárzását használta, mely nagyon erős volt.)

Az említett régebbi kísérletek nem bizonyítottak a Röntgen-sugárzás hullámtermészete mellett. Ezért

arra is lehetett gondolni, hogy a Röntgen-sugarak talán valamilyen anyagi természetű sugarak, mint például a katódsugarak.

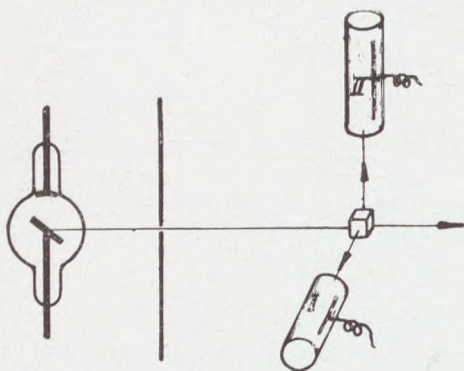
51. **Sarkítási kísérletek Röntgen-sugárral.** Az említett föltevésnek ellene szóltak és a hullámszerűség javára döntöttek BARKLA kísérletei 1904 és 1905-ben, melyek a fékezés és a másodlagos sugárzás sarkítottóságára (polározottságára) vonatkoztak. Ha a Röntgen-sugár üveglemezről éppen úgy visszaverődne, mint a fény, akkor a sarkítás kérdését is hasonlóan lehetne megvizsgálni. Azonban BARKLA megmutatta, hogy más módon is el lehet dönteni, vajjon a Röntgen-sugár körül a terjedési irányra merőlegesen azonos viszonyok uralkodnak-e vagy sem. Kísérleti berendezése rendkívül egyszerű és érdekes (108. kép). A Röntgen-lámpa sugárzása kis nyíláson keresztül szén- vagy alumíniumdarabra, esetleg papírra esik. Ebből másodlagos X-sugarak indulnak ki: éppen ezek nyujtanak fölvilágosítást a beeső sugár sarkítási állapota felől. E másodlagos sugárzás erősségét vizsgálja meg két irányban (I. és II.), illetőleg a beeső sugár mentén köröskörül. A sugárzás erősségét ionos kamrával méri, amely elektroszkóppal áll összeköttetésben. Ugyanakkora töltés elvesztése annál rövidebb idő alatt következik be, minél erősebb a sugárzás. A kísérlet eredménye szerint a sugárzás az I. irányban erősebb, mint a II-ben. Ha pedig a Röntgen-lámpát 90° -kal elfordítja úgy, hogy tengelye vízszintesen áll, akkor meg a II. irányban erősebb a sugárzás, mint az I-ben.



107. kép. Régebbi kísérlet a Röntgen-sugarak elhajlására.

Még szembetűnőbb a jelenség, ha BARKLA szerint a másodlagos sugárzás ismét egy másik széndarabra esik, mely az előbbi I. kamra helyére kerül. Ebből az úgynevezett *harmadlagos sugárzás* indul ki. Ennek erőssége a lámpa sugárzásával párhuzamosan sokkal nagyobb, mint a II-vel párhuzamos irányban.

Említésre méltó a régebbi időkől még HAGA kísérlete (1907). Ő egy szénlemez (*K*) másodlagos sugárzását szénkúpra



108. kép. Barkla kísérlete a Röntgen-sugarak sarkítottóságára vonatkozólag.

(*G*) ejtette, amelyet fényképezőfilm övezett egy sárgarézhenger belsejében (109. kép). Hosszú (60 órai) megvilágítás után a filmen sötét és világos helyeket talált az előbbi irányoknak megfelelően. Hasonló eredményre jutott HAGA akkor is, ha a szénlemez helyett rezt, ólmot vagy alumíniumot használt.

Az utóbbi években még nagyobb gonddal és sikerrel

végeztek hasonló célú és eredményű kísérleteket.

Az említett kísérletek a mellett tanuskodnak, hogy a lámpából kilépő fékezési sugárzás, de különösen a másodlagos sugárzás sarkított: a terjedési irány körül különféle sajátosságai vannak. Ezek a kísérletek tehát kedvezők ama föltevésre, hogy a Röntgen-sugárzás is elektromágneses hullám, mégpedig kereszt hullám, nem hosszmenti, amilyennek *Röntgen* a fölfedezés idejében gondolta. Hiszen éppen a kereszt hullámokkal tudjuk a sarkítottóságnak egyszerű magyarázatát adni.

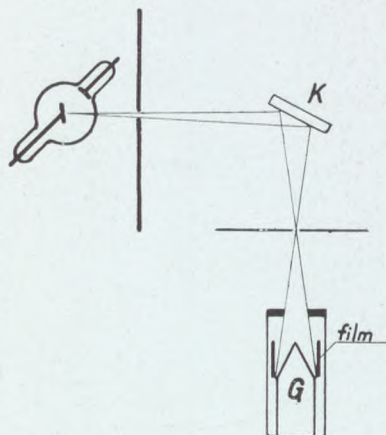
Eddig csak az antikatódból jövő fékezési sugárzásról és ennek szétszóródásáról emlékeztünk meg, de figyelmen kívül hagytuk a jellemző sugárzás sarkítottóságát. A tapasztalat azt mutatja, hogy sem az antikatódnak, sem a másodlagosan sugárzó testnek jellemző sugárzása nem sarkított, hanem terjedési iránya körül teljesen azonos viszonyok vannak. Ha a Röntgen-lámpa antikatódjának jellemző sugárzása erős vagy a másodlagosan sugárzó test jellemző sugárzása is számottevő, akkor ez a sarkítási kísérleteket megzavarja. Ugyanis a sarkított fékezési sugárzásra ráakodik a nem sarkított jellemző sugárzás.

BARKLA az ismertetett kísérletei közben azért használt szén és más könnyű testeket másodlagos sugárzóforrásnak, mert ezeknek jellemző sugárzása nagyon gyenge és lágy (a levegő is elnyeli), tehát a sarkítási kísérleteket nem zavarja meg. Ezenfelül BARKLA valószínűleg az antikatód jellemző sugárzását sem gerjesztette számottevően.

52. A lökési elmélet és az előbbi kísérletek megmagyarázása. Két egymásnak ellentmondó tapasztalat áll előttünk: a régebbi elhajlási kísérletek sikerelensége kedvezőtlen a Röntgen-sugár hullámtermészetére, a sarkítási kísérletek meg kedvezők. Az ellentét áthidalására azt a föltevést eszelték ki, hogy a fékezési sugárzás nem hullám, hanem úgynevezett *elektromágneses lökés*, amelyet a hirtelen megállított, ütköző elektron küld szerteszéjjel a térben. A lökési elméletet WIECHERT (1896), STOKES (1898) és THOMSON J. J. (1898) alapozták meg és SOMMERFELD fejlesztette tovább. Hogy ennek tartalmát megérthessük, foglalkoznunk kell egy kicsit az elektron-elmélettel és az elektromágneses sugárzás keletkezésével.

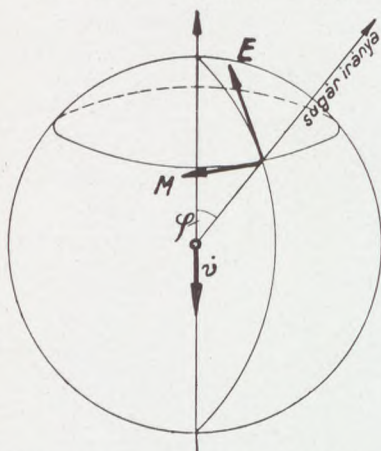
A nyugvó elektron hasonlóan viselkedik, mint egy elektromos töltésű test: környezetében elektromos erők észlelhetők, de mágneses erők nem. Ha ellenben az elektron egyenes vonalban egyenletesen mozog, akkor már mágneses erő is fellép, hiszen a mozgó elektron elektromos áramot jelent, amelynek környezetében mágneses erő is van. Az elektron mozgása közben mind az elektromos, mind a mágneses erőter az elektronnal változatlanul együttmarad, vele együtt vándorol. Az ilyen elektron energiájából nem veszít; energiát nem sugároz ki, hanem azt változatlanul magával viszi.

De mások lesznek a viszonyok, ha az elektron sebességében változás áll be, vagyis ha az elektronnak gyorsulása van. Ekkor ugyanis az elektron környezetéből elektromos és mágneses térerősségek indulnak szerteszéjjel a térbe, amelyek a fény sebességével terjednek tova és közben folyton csökkennek. Éppen ebben áll az elektromágneses sugárzás. A kétféle erő irányáról a következő módon alkothatunk világos képet. Gondoljunk az elektron



109. kép. Haga sarkítási kísérlete.

mint középpont körül egy gömböt, melynek sugara nagy az elektron méreteihez képest (110. kép). Rajzoljuk meg egy sugár átdöfési pontján keresztül a szélességi és délkört. Ekkor az elektromos erő mindig a délkör érintője mentén, a mágneses erő meg a szélességi kör érintője mentén hat. Tehát a két erő mindig merőleges egymásra és a sugárra is, melynek irányában a hatás terjedését vizsgáljuk. Az is igaz, hogy az elektromos erő mindig beleesik a sugár és a gyorsulás irányán átfektetett síkba. (Dél-



110. kép. A gyorsuló elektron sugárzása.

kör síkja.) A hatás általában minden irányban terjed, de mégis különbség van az egyes irányokban fellépő erők között. Ugyanis ezek legnagyobbak az egyenlítő mentén, majd a sarkok felé folyvást kisebbednek, végül a tengely két átdöfési pontjában mindkét erő zérus. Az elektromos és mágneses térerősségnek említett eloszlása azonban megváltozik, ha az elektron haladási sebessége nem hanyagolható el a fény sebességéhez képest. Már pedig az elektromos kisülési csövekben így áll a dolog (42. oldal). Ekkor nem az egyenlítő sugarai mentén észlelhető a legnagyobb térerősség, hanem ez az irány kiemelkedik az egyenlítő síkjából és a katódsugár iránya felé hajlik; mégpedig annál jobban, minél nagyobb a katódsugár sebessége (14. kép).

Az ilyen térerősségek terjedése egyúttal energiaszállítással is jár, amely hő, fény, kémiai stb. hatások alakjában nyilvánul. Ez éppen az elektromágneses sugárzás legfontosabb tulajdonsága. Minthogy a térerősségek nagysága nem egyforma a különböző irányokban, sejthetjük, hogy a sugárzás erőssége s vele együtt az energiaszállítás sem lesz megegyező. Csakis ugyanazon a szélességi körön lesz a sugárzás erőssége ugyanakkora. Általában véve pedig a fényéhez képest kicsiny katódsugársebesség mellett leg-erősebb a sugárzás az egyenlítő mentén és leggyengébb (zérus) az elektron gyorsulási irányát tartalmazó egyenesben. Nagyobb elektronsebesség esetén a legnagyobb erősség iránya előretolódik a katódsugár felé.

Az elmondottakból bennünket leginkább érdekel a következő tétel: *ha az elektron csak egyenletesen mozog, gyorsulása*

nincs, akkor nem is sugárzik; ha ellenben gyorsulása van, akkor mindig sugárzó energiát is bocsát ki a térbe. Ez a tétel nemcsak egyenes vonal mentén, hanem bármilyen más pályán (például körön vagy ellipszisen) mozgó elektronra is érvényes. Tehát ha az elektron sebességének csak iránya változik is meg, nagysága nem (például körpályán); már akkor is sugárzik, mert van gyorsulása.

[Ki is lehet számítani az egyenes vonalban mozgó elektron mozgási irányával φ szöget bezáró megfigyelési irányban egy négyzetem-nyi területen 1 mp alatt keresztülhaladó sugárzó-energia értékét. *Sommerfeld* szerint

$$S_{\varphi} = \frac{e^2 \dot{v}^2}{4 \pi c^3 r^2} \frac{\sin^2 \varphi}{\left(1 - \frac{v}{c} \cos \varphi\right)^6}, \quad (10)$$

mely egyenletben e jelenti az elektron töltését, \dot{v} a gyorsulását a sugárzás kiindulásának (nem észlelésének) időpontjában, r az észlelési hely távolságát az elektrontól és végül φ a mozgás és az észlelés iránya által bezárt szöget (110.kép); a $\frac{v}{c}$ az elektron sebességének és a fény terjedési sebességének hányadosa.

Ha a v kicsiny a c -hez képest, akkor $\frac{v}{c}$ zérusnak tekinthető és a nevező egyenlő 1-el, tehát a kisugárzott energia

$$S_{\varphi} = \frac{e^2 \dot{v}^2}{4 \pi c^3 r^2} \sin^2 \varphi. \quad (11)$$

Láthatjuk e képletből, hogy a mozgás irányát tartalmazó egyenes mentén a kisugárzás zérus, mert a φ vagy 0° vagy 180° , már pedig $\sin 0^\circ = \sin 180^\circ = 0$. Az (11) alapján integrációval ki lehet számítani az egész térbe 1 mp alatt kisugárzott energiát:

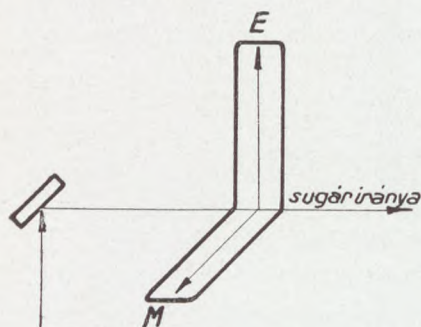
$$S = \frac{2}{3} \frac{e^2 \dot{v}^2}{c^3}. \quad (12)$$

E képlet is világosan kifejezi, hogy az elektron csak akkor sugárzik, ha gyorsulása van, vagyis a \dot{v} a 0-tól különböző. Érdekes, hogy mindegy akár növekszik, akár csökken az elektron sebessége, mindig van sugárzás, mert a gyorsulás négyzete szerepel a képletben.]

Az elektronelméletnek itt felsorolt tételei minden további nélkül alkalmazhatók a fékezési Röntgen-sugárzás keletkezésére. (Igaz, hogy e tételek éppen a Röntgen-sugárzás keletkezésének megmagyarázásával karöltve fejlődtek ki.) Ugyanis a katód-sugárban növekvő sebességű elektron repül tova, amelyet az antikatód megfékez. A fékezés persze igen rövid ideig tart. Ezalatt az elektron nagy sebessége hirtelen zérusra csökken, tehát jelentékeny gyorsulása van, amelyről föltesszük, hogy

a fékezés ideje alatt állandó, mint a fölfelé hajított testé; ellenkező irányú is a mozgás irányával. Ennek az a következménye, hogy a fékezési helyről *elektromágneses lökés* indul ki. E lökés úgy képzelendő el, hogy a megfigyelési irány mentén elektromos és mágneses térerősség-csomó szalad, olyanformán, mint egy keskeny hullámhegy a kötélén (111. kép). A sáv jobbszéle megfelel a fékezés kezdetének, balszéle meg a végének. A sáv szélességét hívják *lökési szélességnek* (Impulsbreite).

Ha sok lökés gyorsan következik egymás után, folytonos sugárzást észlelünk.



111. kép. Az elektromágneses lökés tovaterjedése.

A különböző irányú sugarak lökési szélessége általában különböző. Csak azoké egyezik meg, amelyek a fékezési hely körül gondolt gömbnek ugyanazon a szélességi körén mennek át. Általában a lökési szélesség annál kisebb, minél közelebb van az észlelési irány az elektron beesésének irányához; ettől eltávolodva ellenben nagyobbodik.

Ezt egyszerű megfontolással be lehet látni. Ugyanis az elektron helyzete a fékezés végén más lesz, mint kezdetén. Így azután a fékezés kezdőpontjában kiinduló hatás a R sugarú gömbig jut el, mikor a fékezés végső pontjában kiinduló hatás még csak a r sugarú gömb határán lesz (112. kép). Az egész sugárzó-energia benne van a két gömb által határolt gömbhéjban, melynek térfogata mindig növekszik: a sugárzás hígul. Ezen kívül nincs térerősség. A két gömbhéj távolsága éppen a lökési szélesség. Amint látjuk, e távolság az említett módon változik.

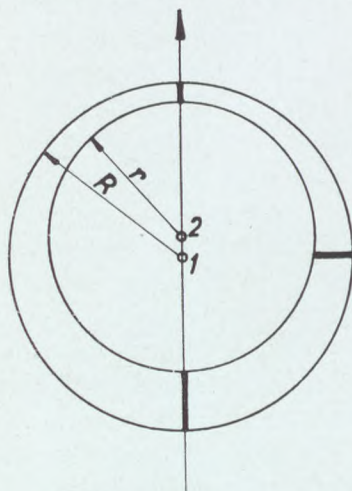
A lökési föltevés szerint a keményebb sugárzás lökési szélessége rövidebb, mint a lágy sugárzásé. Ez más szóval azt jelenti, hogy a nagyobb sebességű elektron rövidebb idő alatt veszíti el sebességét, mint a kisebb.

A lökési elmélet alapján meg lehetett magyarázni a Röntgen-sugárra vonatkozó régebbi tapasztalati jelenségeket. Így mindenekelőtt beláthatjuk, hogy e szerint a Röntgen-sugarak körében *nem várható sugárszövődés*, hiszen nincsenek hullámhegyek és völgyek, amelyek egymást leronthatnák. Elhajlás azonban várható és SOMMERFELD ki is fejtette e lökések elhajlásának elméletét. Képletét összehasonlította az ékalakú nyílá-

son át kapott fényképfölvételekkel és arra az eredményre jutott, hogy a lökési szélesség 10^{-8} – 10^{-9} cm körül van, tehát igen kicsiny. Megjegyzendő, hogy 10^{-8} cm = 1 Ångström (1 Å).

Megérthető volt e fölfogás alapján a fékezési és a másodlagos sugárzás sarkítottsága is. Ugyanis mindaddig, amíg a megfékezett elektron gyorsulásának iránya változatlan, ugyanaz marad a térerősségek iránya is a lökési sávban. Minthogy pedig az antikatódba vágódó elektronok nagy megközelítésben párhuzamosan haladnak egymással, mindegyik nagyjában ugyanolyan módon sarkított sugárzást bocsát ki. Tehát a fékezési sugárzás nagyjában olyan elektromágneses lökésekből áll, amelyekben az elektromos térerősségek a katódsugár-nyalábon átfektetett síkban vannak.

Most már könnyen megérthetjük BARKLA kísérletének (108. kép) eredményét. Ugyanis a fékezési sugárzás elektromos térerőssége a széndarab elektronjait közelítőleg a lámpa tengelyével párhuzamosan (függőlegesen) mozdtja el, gyorsulásuk is ez irányba esik, tehát föl- és lefelé (II. irány) nem igen sugárzanak, mert ezek az irányok a gyorsulást tartalmazó egyenesbe esnek, ellenben előre és hátra (I. irány) igen, mert ez irányok meg merőlegesek a gyorsulásra. Megjegyzendő, hogy a fékezési sugárzás teljes sarkítottsága még akkor sem várható, ha az antikatód jellemző sugárzása nem is gerjed. Ugyanis a lámpában az elektronok pályája nem párhuzamos. BARKLA a másodlagos sugárzást az I. irányban jobban sarkítottnak találta, mint a fékezést. Ez is megérthető a lökési elmélet alapján. Ugyanis a széndarabnak az I–II. síkba eső elektronjai ebben az irányban olyan sugárzást küldenek, amelynek elektromos térerőssége függőleges irányú; még akkor is így van ez, ha az elektronok gyorsulása nem merőleges az I. irányra. Tehát a második széndarab elektronjai csak a függőlegesben mozdulnak el s így föl- és lefelé nem sugároznak, a vízszintes irányban ellenben igen. Ha az első széndarab nagyobb, akkor kevésbé észlelhető a másodlagos sugárzás sarkítottsága, mert sok elektronra nem teljesülnek szigorúan az itt leírt föltételek.



112. kép. A lökési szélesség (vastag vonal) változása a sugárzás terjedési irányával.

A másodlagos sugárzás sarkítási állapotát megzavarhatják a sugárzó test belsejében keletkező szétszórt sugarak. Hiszen egyetlen elektron sugárzása a többiekre is befolyással van. Ha ellenben a másodlagosan sugárzó test nagyon vékony, akkor ez a hiba kiesik. E gondolat alapján végezték méréseiket COMPTON és HAGENOW (1924) a vonalas sarkítottásra nagyon kedvező eredménnyel.

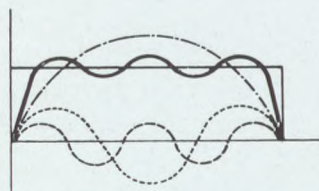
Nagyban alátámasztotta a lökési elméletet az is, hogy a *fékezési sugárzás erősségének térbeli eloszlása* az antikatód körül valóban olyan, mint az elméleti képletek kívánják (129. oldal). Jól lehetett észlelni, hogy a legerősebb sugárzás iránya mindinkább közeledik a katódsugár iránya felé, ha nő az elektronok sebessége; továbbá azt is, hogy a katódsugár irányában (az elektron gyorsulásának irányában) nincs sugárzás.

A *jellemző sugárzás* keletkezését már nem szükséges ilyen lökesszerűen elképzelni. Föltehetjük, hogy az antikatódba ütköző elektronok hatása alatt az antikatód saját elektronjai rezegni kezdenek egyensúlyi helyzetük körül. De a rezgő elektronnak állandóan változik a sebessége, állandóan van gyorsulása, tehát állandóan sugárzik is. Mégpedig az egyenesvonal mentén harmonikusan (a húr egy pontja szerint) rezgő elektron olyan elektromágneses hullámokat kelt maga körül, amilyenekről már megemlékeztünk (119. oldal). Azonban az elmélet szerint a kör vagy ellipszis-pályán keringő elektron is állandóan sugárzik, hiszen sebességének iránya és esetleg nagysága is folyton változik.

53. A hullámelmélet. Bár a szigorú kísérleti alap hiányzott, mégsem tudott megnyugodni az emberi lélek abban, hogy a Röntgen-sugárzás nem hullámszerű jelenség. Ezért HAGA és WIND (1899) igyekeztek áthidalni a lökési és hullámelméletet. Megmutatták, hogy a híres Fourier-féle elv szerint egy elektromágneses lökés, amelyben a térerősségek végpontjait egy vonaldarab köti össze, végtelen sok hullámvonal egymásbafejtésének tekinthető, amelyeknek rezgésszáma szinte folytonosan követi egymást (113. kép). De nincs közöttük legnagyobb vagy legkisebb. Ugyanígy lehet egy kalapácsütést (hanglökés) is végtelen sok zenei hang összhatásának tekinteni. E felfogásmód fizikai tartalma az, hogy minden egyes elektron megfékezésakor nagyon sokféle rezgésszámú, nagyon sokféle keménységű Röntgen-sugár indul ki a fékezés helyéről. Ezeket szét lehet választani, szét lehet teríteni egymás mellé, s az eredmény olyanféle, mint mikor a fehér fény színeképét állítjuk

elő. Éppen ezért beszélünk a fékezési sugárzás szinképéről is, melyet *folytonos Röntgen-szinképnek* is neveznek, mert a különböző keménységű szakaszai folytonosan követik egymást. Mondhatjuk tehát, hogy a lökési elmélet szerint *minden megfékezett elektron egy egész szinképet sugároz ki*. De a szinképnek nincsen jól megjelölhető határa, hanem mindkét végén elmosódik.

Ezzel a felfogásmóddal karöltve alakult ki egy másik nézet a fékezési sugárzás keletkezéséről. Ez tulajdonképpen a *Planck-féle kvantumelmélet* alkalmazása a Röntgen-sugárzásra. Később részletesen foglalkozunk majd ezzel (338. oldal). Most csak annyit mondunk, hogy e szerint minden megfékezett elektron hirtelen (pillanatnyilag) csak *egyetlen pontosan meghatározott rezgésszámú sugárzást lövell ki*, nem pedig egy egész szinképet. A sugárzás rezgésszáma az elektron sebessége szerint változik. Hasonlóan gondolható el a jellemző sugárzás keletkezése is, csak hogy itt az antikatód atómjainak kötelékében lévő elektronok sugároznak hirtelen. A kvantumföltevést tehát egyesíti a kétféle sugárzás keletkezésének módját. Ezenfelül számot ad a szinkép rövidhullámú határáról is.



113. kép. A Fourier-féle elv szemléltetése.
(A vastag folytonos vonal a pontozott stb. vonallal kihúzott hullámok összege).

*

Ha azonban a Röntgen-sugárzást hullámszerű jelenségnek akarjuk tekinteni, akkor szükséges, hogy e sugarakkal is el tudjuk végezni mindazokat a kísérleteket, amelyek a fény-sugarak körében jól ismeretesek. Így tapasztalnunk kell a Röntgen-sugarak törését, visszaverődését, Röntgen-szinképeknek hasábbal való előállítását, sőt feltétlenül el kell jutnunk a hullámszerű jelenségek koronájához: az elhajláshoz és összeshövedéshez is. Tudjuk, hogy az ilyen irányú törekvések nem jártak sikerrel. Az egyetlen keskeny ékalakú nyílással végzett kísérletek csak sejteni engedték a hullámszerűséget, de nem bizonyították.

Ezen nem is csodálkozhatunk, hiszen — mint a fényre vonatkozó kísérletekből ismeretes — szép elhajlási és sugárshövedési kísérletekhez sok kicsiny nyílás szükséges. De azt is tudjuk, hogy az egyes nyílások méretének nem szabad aránytalanul nagyobbak lenni, mint a fény hullámhossza. Tehát a Röntgen-rácsok nyílásainak hihetetlenül kicsinynek kellett

volna lenni, mivel hullámhosszúságukat — ha van — több-ezerszer kisebbre becsülték a fényénél. Arra pedig gondolni sem lehetett, hogy üveglemeznek egy-egy mm-es szakaszára milliószámra húzzák a vonalakat. (Érdekes megemlíteni, hogy ilyen sűrű rácsokra tulajdonképpen nem is volt szükség; jók lettek volna a meglévők is, csak okkal-móddal kellett volna használni (280. oldal).

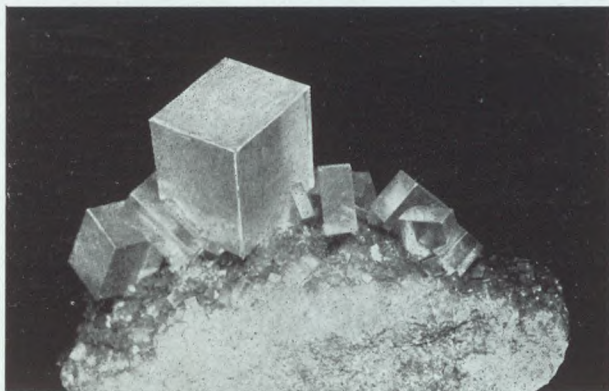
LAUE német fizikus jutott arra az egyszerű, de óriási horderejű gondolatra, hogy fölösleges dolog mesterkedni sűrű Röntgen-rácsok készítésében, hiszen a természet készen adja ezeket az ember kezébe: ezek a *kristályok*. Ugyanis régóta föltették, hogy a kristályok atómjai rendezettek, másrészt egymástól való távolságuk meg éppen akkora, mint amekkorát egy Röntgen-rács vonalaitól kívánnánk.

V. FEJEZET.

A kristályok.

Ha az élők világában csodálhatjuk a virágokat, amelyek elragadó színpompájukkal, szabályosságukkal, szimmetriájukkal, már réges-régen lekötötték az emberek figyelmét, akkor még inkább bámulhatjuk az élettelenek birodalmának virágait: a kristályokat.

Ezek szintén tudnak színesen ragyogni, de ezenfelül a szabályosságnak, a szimmetriának, a harmóniának olyan mintaképei, amelyek a kutató elmét fáradhatatlan munkára ösztönözték. Ha a botanikát irigyelni lehet a virágaiért, akkor a

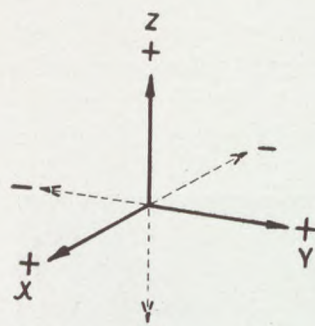


114. kép. Kőskristályok fényképe. (A budapesti egyetemi ásványtani intézet wieliczкаи példányáról készült fénykép).

mineralógiát méltán irigyelheti bárki a kristályaiért! A 114. képen középen látható egy gyönyörű kőskristály: víztiszta, átlátszó kocka, úgy, ahogyan a természet megalkotta. Hogy a kristályok szabályossága annál szembetűnőbb legyen, a természet szembeállította velük a szabálytalan, az alaktalan testeket, amelyek maguktól nem vesznek föl kristályos alakot, illet legfeljebb mesterségesen lehet belőlük készíteni. Ilyen *amorf* anyag például az üveg* és a legtöbb folyadék.

* Az üveg szerkezetével behatóan foglalkozott hazánkban *ifj. Lengyel Béla*.

54. A kristályok tulajdonságai. Vessünk egy pillantást a kristályokra. Feltűnő, hogy mindig sík lapok határolják a kristályt, görbe felszínű rész sohasem található rajta. Gömb vagy kúp sincsen a kristályok között. Egy és ugyanazon kristály határlapjai között igen egyszerű és érdekes kapcsolat van. Ennek kifejezése végett képzeljünk a kristályban egy térbeli koordináta-rendszert (115. kép). Ez áll három egyenesből, amelyek egy közös pontban metszik egymást és esetleg derékszöveget zárnak be egymással, de más szög alatt is hajolhatnak. (Gyakran a kristálynak egyik csúcsából kiinduló három éle is használható e célra.) Mindegyik koordináta-tengely egy pozitív és egy negatív félre



115. kép.
A koordináta-rendszer.

oszlik, melyeket a kezdőpont választ el egymástól. Mindegyik tengelyen önkényesen megjelölhetjük a hosszúságegységet; nem szükséges a különböző tengelyeken ugyanakkora egységet választani.

A koordináta-rendszer kezdőpontját helyezzük például a kristály belsejébe. Egy tetszőszerinti kristálylap (szükség esetén gondolatban megnövelve) mindhárom tengelyből levág egy-egy darabot, melyek általában különböző hosszúak. Legyenek ezek a_0 , b_0 , c_0 a pozitív féltengelyeken (116a. kép). Tekintsük most a kristálynak egy másik határlapját, melynek tengelymetszetei a_1 , b_1 és c_1 . A tapasztalat azt mondja, hogy az a_1 valamilyen egész vagy törtszámú többszöröse az a_0 -nak ($a_1 = ma_0$), ugyanígy b_1 a b_0 -nak ($b_1 = nb_0$) és c_1 a c_0 -nak ($c_1 = pc_0$). Vagyis az alapmetszetek (a_0 , b_0 , c_0) szorzója sohasem lehet például $\sqrt{2}$ vagy $\sqrt{3}$, amelyek törtekkel ki nem fejezhetők, *irracionális számok*, hanem egész vagy törtszám, amelyeket meg *racionális számoknak* hívnak. A mondottakat egyszerű szabály alakjában így fejezhetjük ki:

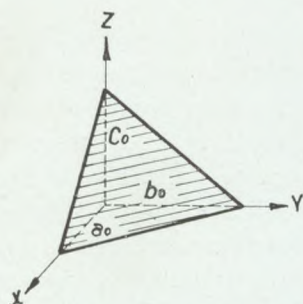
$$(13) \quad a_1 : b_1 : c_1 = ma_0 : nb_0 : pc_0,$$

ahol m , n és p racionális számok. Ezt a törvényt hívják a kristálytanban a *racionalitás törvényének*. Az m , n és p számokat nevezik a megfelelő kristálylap *együtthatóinak* (*koefficienseinek*).

Ha az a_0 , b_0 , c_0 -t hosszúságegységeknek választjuk, el is hagyhatjuk a (13) egyenletből (esetleg egyenlők is egymással); ekkor

$$(14) \quad a_1 : b_1 : c_1 = m : n : p.$$

Ha a jobboldali aránylatban az m , n , p számok nem egészek, hanem törtek lennének, akkor egy alkalmas tényezővel való szorzás után mindig egész számokkal helyettesíthetők.*



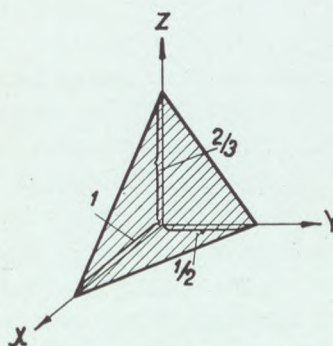
116a. kép. Egy kristálylap tengelymetszetei.

Az említett együtthatók felhasználhatók bizonyos geometriai egyenletek felírására, melyeket a határlapok egyenleteinek neveznek. Talán azért, hogy ezek az egyenletek egyszerűbbek legyenek, az együtthatók helyett ezeknek a *reciprok értékét* ($1/m$, $1/n$, $1/p$) használják a határlapok jelölésére. Ezek általában törtek, de meg lehet őket egy közös tényezővel ($m \cdot n \cdot p$) szorozni s ekkor három egész számot kapunk, amelyek úgy aránylanak egymáshoz,

mint a három tört. Ha e három egész számnak még volna közös osztója, ezzel elosztjuk mind a hármat. Az eredményül kapott számokat — amelyek már most relatív törzsszámok** — nevezzük a megfelelő kristálylap *indexeinek* (h k l). Ezek úgy aránylanak egymáshoz, mint az együtthatók reciprok értékei:

$$h:k:l = \frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{p}. \quad (15)$$

De ez egyenlet jobb oldala meg a tengelyekből levágott darabok reciprok értékeinek arányával helyettesíthető, tehát *egy kristálylap indexei azok a legkisebb egész számok, amelyek úgy aránylanak egymáshoz, mint a tengelyekből levágott vonaldarabok reciprok értékei*. Az egymással párhuzamos síkok indexei ugyanazok, mert a tengelyekből levágott darabok csak egy közös tényezőben különböznek egymástól, mely a reciprok értékek arányából kiesik. Ez indexeket MILLER mineralógus nevééről Miller-féle indexeknek nevezik.



116b. A kristálytani indexek szemléltetése.

* Megjegyzendő azonban, hogy az a_1 , b_1 és c_1 -nek egymáshoz való viszonya általában nem fejezhető ki racionális számokkal, ha mindegyiket például centiméterrel mérjük.

** Nincs más közös osztójuk, csak 1.

Legyenek például egy kristálylap együttthatói: $1, \frac{1}{2}, \frac{2}{3}$ (116b. kép). Ezeknek reciprok értékei:

$$\frac{1}{1}, \frac{1}{\frac{1}{2}}, \frac{1}{\frac{2}{3}} = 1, 2, \frac{3}{2}.$$

A Miller-féle indexeket megkapjuk, ha az utóbbi számhármassal mindegyik tagját kettővel megszorozzuk. Tehát $h=2, k=4, l=3$. Az is látható, hogy e számok relatív törzsszámok, vagyis legnagyobb közös osztójuk: 1.

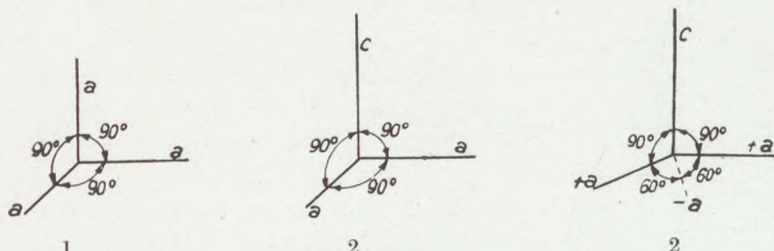
Ha valamelyik kristálylap az egyik koordináta-tengely negatív darabját metszi, akkor a megfelelő indexe negatív. A negatív jelet nem az index elé, hanem fölője szokás írni:

$$(-h) : (\overline{k}) : (-l) = \overline{h} : \overline{k} : \overline{l}.$$

Az elmondottakból az is következik, hogyha egy kristálylap indexei ismeretesek (természetesen a koordináta-rendszerrel együtt), akkor meg ezeknek kell venni a reciprok értékét és rögtön megkapjuk a kristálylap által a tengelyekből levágott darabokkal arányos számértékeket. — Minthogy bármilyen, a kérdéses kristálylappal párhuzamos sík indexei ugyanazok, ezek az indexek nem határozzák meg teljesen a kristálylap térbeli helyzetét. De erre nincs is szükség, hiszen ugyanolyan fajta kristály méretei különbözők lehetnek, jóllehet határlapjainak a koordináta-rendszerhez viszonyított elhelyezkedése ugyanaz: ilyenkor az indexek is ugyanazok, tekintet nélkül a kristálylapok nagyságára.

Meg kell még emlékeznünk egy szélsőséges esetről. Ha egy kristálylap *párhuzamos* valamelyik koordináta-tengellyel, akkor bármennyire hosszabbítjuk is meg, a tengelyt nem metszi; másképpen mondva — ha egyáltalában levágott darabról akarunk beszélni — ez a darab minden elképzelhető hosszúságnál nagyobb: végtelen (∞) nagy. Ennek a reciprok értéke zérusnak tekinthető, hiszen egy valódi tört értéke, ha nevezője végtelen nagy felé tart, csak zérussá válhat. Ha tehát a Miller-féle indexek között zérus is van, akkor a kristálylap a megfelelő koordináta-tengellyel párhuzamos. Így pl. a kocka egyik határlapja mindig párhuzamos két koordináta-tengellyel, ha a koordináta-rendszert a 117. kép szerint választjuk; tehát ez esetben a kocka egyik, pl. felső határlapjának indexei: (001). Az indexek szerepe egyébként jól látható egy másik kristályalakon (117. kép), amely a kockától abban különbözik,

ezeket az *egyenes indexeinek* nevezzük és szögletes zárójelbe tesszük. Az $[111]$ egyenes pl. olyan irányban megy át a kezdőponton, hogy egy tetszésszerű pontjának három koordinátája mindig egyenlő. Ha viszont három számot (három koordinátát) mondunk, ezáltal megjelöltük a tér egy pontját, amelyen az egyenesnek át kell mennie; minthogy a másik ilyen pont meg a kezdőpont, az egyenes helyzete meg van határozva. Persze, a kristály egy élének három indexe nem szabja meg a kérdéses él pontos helyzetét, hanem bármilyen ezzel párhuzamos élt jelenthet.



119a. kép.

A szabályos (1), négyzetes (2) és hatszöges tengelyrendszer (3).

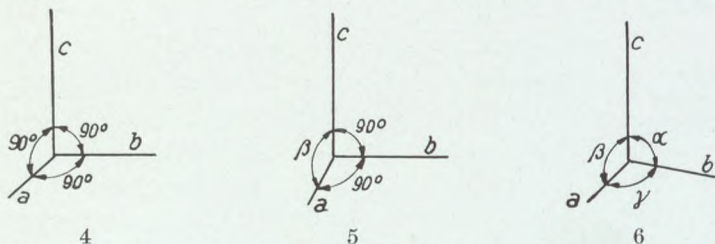
55. A kristályrendszerek. Valamint a virágok ezerféle faja bizonyos szempontok szerint kisebb csoportokba, rendszerekbe foglalható, éppen úgy a kristályok óriási seregében is könnyű olyan megegyező tulajdonságokat találni, amelyeknek alapján ezeket néhány rendszerbe lehet csoportosítani. A rendszerezés egyik szempontjául kitűzhetjük pl. azt, hogy a szimmetriaviszonyok jól érvényesüljenek, hogy az egy rendszerbe tartozó kristályok határlapjainak indexei kicsiny egész számok (0, 1, 2) legyenek stb. Ezt elérhetjük azáltal, hogy az egyes kristálycsoportokat más és más koordináta-rendszerben írjuk le. Mégpedig a tapasztalat azt mutatja, hogy hat vagy esetleg hét különböző koordináta-rendszer elegendő az összes kristályok rendszerbe-foglalására. E koordináta-rendszerek abban térnek el egymástól, hogy különböző a tengelyek hajlásszöge, továbbá különböző hosszú a tengelyeknek a kristály belsejébe eső darabja.

A hat tengelyrendszer a következő (119a. és b. kép):

1. *Szabályos rendszer*: a három tengely merőleges egymásra és egyenlő hosszú. Kősó (NaCl), cinkszulfid (szfalerit: ZnS), pirit (FeS_2). Itt említjük meg, hogy a hazai piritekkal behatóan foglalkozott ZIMÁNYI KÁROLY; ugyancsak becses kutatásokat végzett hazánkban e kristályra vonatkozólag MAURITZ BÉLA, továbbá TOKODY LÁSZLÓ és mások is.

2. *Négyzetes rendszer*: a három tengely merőleges egymásra, de csak kettő egyenlő hosszú. Önkő (kassiterit: SnO_2), cirkon (ZrSiO_4).

3. *Hatszöges rendszer*: az idetartozó kristályok tulajdonságai egyaránt leírhatók három vagy négy tengelyből álló rendszerben. a) A három tengely közül kettő 120° -os szöget zár be egymással és egyenlő hosszú (melléktengelyek), a harmadik pedig merőleges e kettőre, de hosszúsága különbözik tőlük (főtengely). b) A négy tengely közül három páronként 60° -os szöget zár be és egyenlő hosszú (melléktengelyek),



119b. kép. A rombos (4), az egyhajlású (5) és a háromhajlású (6) tengelyrendszer.

a negyedik pedig merőlegesen áll rájuk, de hosszúsága más (főtengely); általában ez utóbbit használják. Kvarc (SiO_2), mészpát (kalcit: CaCO_3), smaragd (berill: $\text{Be}_3\text{Al}_2\text{Si}_6\text{O}_{18}$).

4. *Rombos-rendszer*: a három tengely merőleges egymásra, de különböző hosszú. Barit (BaSO_4),* aragonit (CaCO_3).

5. *Egyhajlású rendszer*: a három tengely közül egy merőleges a másik kettőre, egyébként mindhárom különböző hosszúságú. Gipsz ($\text{CaSO}_4 + 2\text{H}_2\text{O}$), nádcukor ($\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$), a csillám különböző fajtái: pl. a muscovit (kálicsillám: $\text{H}_2\text{KAl}_3\text{Si}_3\text{O}_{12}$), a nátroncsillám stb.**

6. *Háromhajlású rendszer*: a három tengely között nem akadnak merőlegesek, hanem páronként különböző szögeket zárnak be egymással; ezenfelül különböző hosszúak. Rézsulfát ($\text{CuSO}_4 + 5\text{H}_2\text{O}$), káliumbichromát ($\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$).

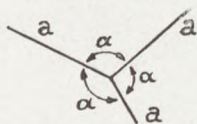
A felsorolt hat tengelyrendszerhez néha még egy hetediket is hozzá szoktak kapcsolni: a *romboéderez rendszert*. Ebben három egyenlő hosszú tengely páronként egyenlő szögeket is zár be egymással (119c. kép). A mészpátromboéder kitűnően beleillik e rendszerbe. Azonban a romboéderez kristályok mind

* A hazai baritokon végzett vizsgálatokat Koch Sándor és Zeller Tibor.

** Egyes csillámfélékkel foglalkozott hazánkban Toborffy Zoltán, Vendt Miklós.

nagyon jól leírhatók a hatszöges rendszerben is. Ugyanis a romboéder szépen elhelyezhető egy hatszöges hasámban, melynek oldaléleire felváltva esnek a romboéder csúspontjai (120. kép). Ezért a romboéderes rendszert a hatszöges egyik alrendszerének is lehet tekinteni.

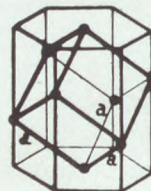
Fölösleges mondani, hogy minden egyes tengelyrendszerhez egy hasonló nevű kristályrendszer tartozik.



119c. kép.
A romboéderes
tengelyrendszer.

A kristálytengelyek egyúttal gyakran *szimmetria-tengelyek* is. Ilyen például az oktaéder függőleges tengelye (121. kép). Ha e körül 90° -kal elfordítjuk a kristályt, a térben pontosan ugyanazt a helyzetet foglalja el, mint előbb; észre sem vesszük, hogy elfordult; 4-szer lehet ilyen 90° -os lépést tenni, ezért az oktaéder függőleges tengelyét 4-szeres szimmetria-tengelynek nevezik. A kocka egyik átlója háromszoros szimmetria-tengely. A hatszöges hasáb hossztengelye hatszoros szimmetria-tengely. Érdekes megemlíteni, hogy a kristályok körében a tapasztalat szerint csak 2-, 3-, 4- és 6-szoros szimmetria-tengelyek vannak, ellenben 5-, 7-szeres, vagy még magasabbrendű nem fordul elő. A virágok között ellenben leggyakoribb az ötös szimmetria: a vadrózsának, a szilvafa, meggyfa virágjának 5 szirma van. (RAPAICS: A magyarság virágai, 63. old.); hasonlóképpen az állatvilágban is előfordul az ötös szimmetria: csillagállatok. (ENTZ—Soós: Élet a tengerben, 236. old.).

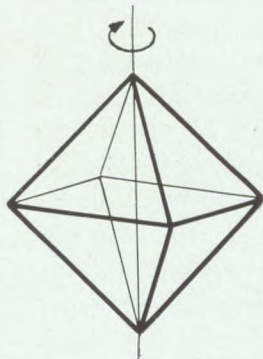
A kristálytengelyeken többnyire tudunk olyan síkokat átfektetni, amelyek a kristályt két szimmetrikus félre osztják: egyik fél tükörképe a másiknak: ezek a *szimmetriasíkok*. Így például a kocka két-két középvonalán átfektetett síkok a kocka szimmetria-síkjai (122. kép). Egy ilyen síknak a következő tulajdonsága van. Ha a kocka egy tetszőesszerinti pontjából reá merőlegest állítunk és a pont távolságát a sík másik oldalán is felmérjük a merőlegesre, ugyanolyan természetű pontot találunk: például a kocka egyik csúcsát.



120. kép.
A romboéder
hatszöges
hasámban.

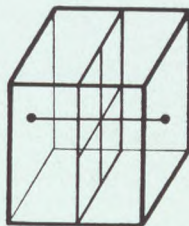
56. A kristályok belső szerkezete. Az a szembetűnő szabályszerűség, amely a kristályokat az alaktalan testektől megkülönbözteti, már régóta fölébresztette az emberek lelkében azt a gondolatot, hogy a kristályok elemi építőkövei bizonyos szabályok szerint helyezkednek el egymás mellett, míg az alaktalan testekben ilyen szabályszerű elrendezés nincs. HAUY, BRAVAIS,

SCHÖNFLIES és más mineralógusok is szívesen foglalkoztak e kedvenc gondolattal. Arra nézve, hogy a kristályok elemi építőkövei tulajdonképpen mik: molekulák vagy molekulacsoportok-e, a korábbi kutatók nem adhattak kielégítő választ. A Röntgensugár bevilágította a kristályok belsejébe és kiderítette, hogy itt tulajdonképpen az *atómok* szabályszerű elrendezéséről van szó. Persze a mai ismereteink szerint az atómszervek, nem kicsiny méretű testek, ezért a szabályszerű elrendezés alkalmával mindig az atóm súlypontjának helyzetére kell gondolni. Igaz, hogy ez is változtatható helyzetű (hőmozgás), de ettől egyelőre eltekintünk.



121. kép. Az oktaéder szimmetria-tengelye.

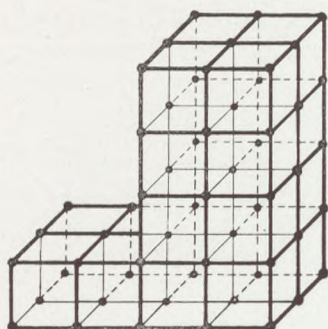
Ilyen módon a következő képet alkotjuk magunknak egy szabályos rendszerbeli kristályról, például a sokat emlegetett kősóról. Drótból rengeteg sok megegyező kockavázlat készítettünk, melyeket óriási tömegben úgy rakunk egymás mellé és fölé, hogy az érintkező élek teljesen összeessenek, vagyis a kockák a teret teljesen kitöltsék. A kockák élei egy térbeli vonalrendszert, egy térbeli hálózatot alkotnak, melynek elemei (vonalai) kölcsönösen merőlegesek egymásra (123. kép). Tegyük most minden metszéspontba egy atómot; egyelőre — minden különösebb megfontolás nélkül — fölváltva egy nátrium- és egy klóratómot. Ezáltal felépítettük a kősó-kockát, a méretektől eltekintve. Minthogy az egész vonalhálózat merőleges rátekintéskor hasonlít egy közönséges ablakrácshoz, ezért ezt *térrácsnak* vagy *atómrácsnak* nevezik; az atómszervek a rácspontok. Egy-egy elemi kockát hívnak *elemi cellának* vagy *rácselemnek*.



122. kép. A kocka egyik szimmetria-síkja.

Bármilyen rendszerbeli kristály felépíthető ilyen elemi cellákból, de ezek általában nem kockák, hanem négyoldalú hasábok (parallelepipedonok), amelyeknek úgy az élei, mint az élszögei különbözők. A mellékelt 124a. és b. képen látható a különböző kristályrendszerek elemi cellája. A hatszöges rendszerbeli kristályok sokszor romboédes tengelyrendszerrel is leírhatók, ezért megrajzoltuk az elemi romboéder-cellát is (124c. kép). Első pillanatra talán feltűnő, hogy egy hatszöges rendszerbeli atómrácsot négyszögű hasábokból akarunk felépíteni, de ennek

kivihetetlensége csak látszólagos. Ugyanis a 125a. képen jól látható, miképen lehet hatszögű hasábokat négyszögűekből összerakni. Sőt a 125b. kép szerint derékszögű négyszögű elemi

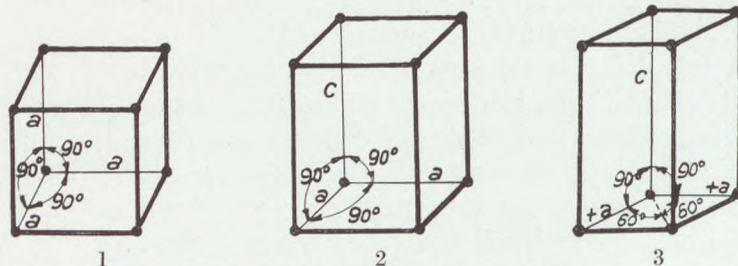


123. kép. Kockarács.

cellákat is választhatunk építőkövek gyanánt; az ilyen rácselemet ortho-hexagonális cellának is nevezik. A 125c. kép egy háromhajlású (triklin) térrácsot ábrázol, melyben az elemi cella élei különböző hosszúak s az élek hajlásszöge is más és más. A többiek mind ennek speciális esetei.

Egy ilyen általános térrács nemcsak elemi cellák egymásra való rakásával építhető fel, hanem még úgy is, hogy megadjuk a rácselem három különböző élét irány és nagyság szerint (*identitási távolságok*) s egy pontot ezeknek irányában vagy velük párhuzamosan a megadott távolságokkal odébb tolunk. Éppen ezért a keletkező rácst *eltolási rácsnak* vagy *tranzlációs rácsnak* is nevezik, mégpedig *egyszerű eltolási rácsnak*.

Ugyanis vannak összetett térrácsok is, amelyek egyszerű tranzlációs rácok egymásba tolásából származtathatók. Ilyen mindenekelőtt a *középpontos kockarács*, amely abban különbözik a közönségestől, hogy mindegyik elemi kocka közép-

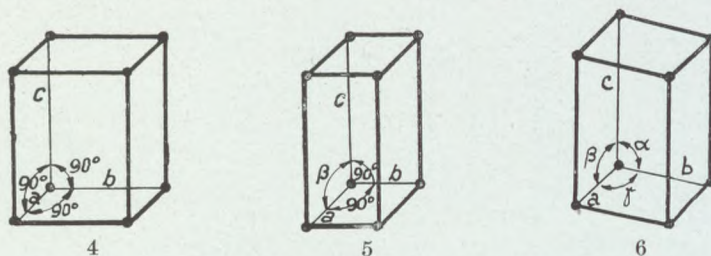


124a. kép. A szabályos (1), négyzetes (2) és hatszögös rendszer (3) elemi cellája.

pontjában is van egy atom (126a. kép). Ez a rács úgy is származtatható, hogy két megegyező kockarácsot olyan módon tolunk egymásba, hogy egyiknek a rácspontjai a másik kockáinak a középpontjába essenek. A másik idetartozó térrács a *határpontos kockarács*, amely meg abban különbözik a közönségestől, hogy mindegyik elemi kocka határlapjainak a középpontjában is székel egy atom (126b. kép). Ez a rács úgy is származtatható,

hogy négy egyszerű kockarácsot olyan módon tolunk egymásba, hogy a második, harmadik és negyedik rácsnak egy-egy pontja az első rács elemi cellája alapjának, továbbá első és baloldali határlapjának középpontjába essék.

Ezek az új atómcsoportok alkalmasak arra, hogy a térrács elemi cellájában még újabb kis fiókcellákat jelöljünk meg:



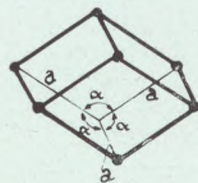
124b. kép. A rombos (4), az egyhajlású (5) és a háromhajlású rendszer (6) elemi cellája.

ezek a *bázisok*. Ilyen bázist alkot a határpontos kockarácsban a római számokkal megjelölt négy atóm (126b. kép). Ezeknek helyzetét úgy határozzuk meg, hogy koordinátaikat az elemi cella élhosszáinak törtrésze gyanánt adjuk meg. Így az említett rácsban:

az	I. atóm koordinátái	...	0	0	0
a	II. „ „	...	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
a	III. „ „	...	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$
a	IV. „ „	...	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$

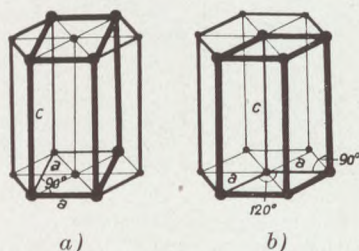
Az ilyenfajta rácsot *bázisos térrácsnak* nevezik. Ki fog derülni, hogy sok fém (réz, ezüst stb.) atómjai a látszólagos alaktalanság ellenére a fémszemcsékben határpontos kockarács módjára helyezkednek el; viszont más fémek (wolfram, molibdén) atómjai meg középpontos kockarácsot alkotnak. Más kristályrendszerek körében is vannak hasonló összetett rácsok.

Fölmerül már most az a gondolat, hogy ezeket az összetett rácsokat vajjon lehet-e egyszerű módon valamilyen elemi cella segítségével fölépíteni, vagy más szóval egyszerű eltolási rácsok gyanánt előállítani. Könnyen beláthatjuk, hogy igen. Ugyanis a középpontos kockarács esetében elég a három elemi távolság gyanánt a kocka három átlójának a felét választani a 127a. kép szerint. A határpontos kockarács meg felépíthető olyan elemi cellákból,

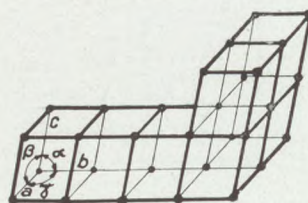


124c. kép. A romboéderes rendszer elemi cellája.

amelyeknek három élhárom szomszédos határlap átlójának a fele (127b. kép). Ha egy pont az említett távolságokkal egyenlő és párhuzamos elmozdulásokat végez, megkapjuk a két összetett rácsot egyszerű eltolási rács gyanánt; természetesen az alaptávolságok nem merőlegesek egymásra. A közösleges, a középpontos és a határpontos kockarácsot a szabályos rendszerbeli *eltolási csoportok*

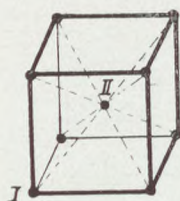


125. kép. Négyyszögű cellák a hatszöges belsejében.

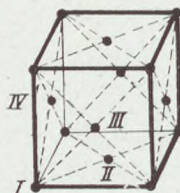


125c. kép. Háromhajlású térrács.

toknak (Translationsgruppen) is nevezik. Minden kristályrendszerben vannak ilyen alapvető jelentőségű eltolási csoportok, amelyek egyszerű eltolási rácsoknak tekinthetők, ha megfelelően választjuk az elemi cellát. Összesen 14 ilyen csoport van: ezek a *Bravais-féle csoportok*



126a. kép. Középpontos kocka.



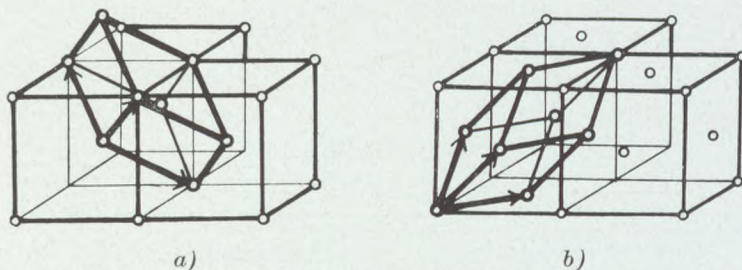
126b. kép. Határpontos kocka.

Az atomok egy elemi cella belsejében különféleképpen helyezkedhetnek el ugyanazon szám mellett is. Egy-egy ilyen atómcsoportot *tércsoportnak* neveznek. Sokszor fontos dolog ennek a meghatározása.

57. Az atómsíkok. A kristály bármelyik határlapja tartalmazza a térrács sok pontját: egy nagy sereg atómot. Úgy

oszlanak szét rajta az atomok, mint egy háló csomópontjai: éppen ezért nevezik *atómhálózati síknak* (Netzebene) vagy röviden *atómsíknak*. Természetesen a kristály belsejében is gondolhatunk az említett határlappal párhuzamos síkokat, amelyek atomokat tartalmaznak: ezek is atómsíkok (128a. kép). Sőt nem is szükséges, hogy ezek párhuzamosak legyenek valamelyik határlappal, hanem a térrácsnak bármelyik három pontját kiszemelhetjük: a rajtuk átfektetett síkban az atomok bizonyos szabály szerint helyezkednek el, ez is egy atómsík (128b. kép). Könnyen beláthatjuk, hogy minden atómsíkhhoz tartoznak indexek, éppen

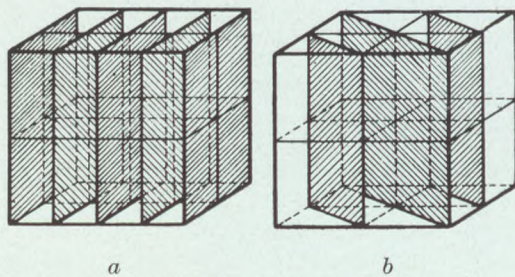
úgy, mint a kristály határlapjaihoz. Ezek az indexek azok a legkisebb egész számok, amelyek arányosak az atómsík által a tengelyekből levágott vonaldarabok reciprok értékével. Bármelyik atómsík tekinthető a kristály lehetséges határlapjának, jól-lehet a természetben nem fordul elő kristálylap gyanánt, azonban mesterségesen, például csiszolással előállítható. Különösen



127. kép. A középpontos (a) és a határpontos kockarács (b) egyszerű eltolási cellája (vastagon rajzolva).

fontosak a kis indexű atómsíkok, mert ezek többnyire a kristály határlapjaival párhuzamosak. Mindazok az atómsíkok, amelyek egy egyenessel párhuzamosak, egy *zónába* tartoznak. Ezek az atómsíkok önmagukkal párhuzamosan eltolhatók úgy, hogy az előbbi egyenesben messék egymást. Ezt az egyenest neveztük *zónatengelynek*.

A 129. képen látható egy egyhajlású kristály egyik atómsíkja (a kristály két tengelye a rajz síkjában van, a harmadik pedig merőleges reá);



128. kép. Atómsíkok.

gondolhatunk ezzel párhuzamosan még sok atómsíkot. A rajz síkjára merőleges atómsíkok nyomát a vastagon kihúzott egyenesek, továbbá a szaggatott vonalak (*A*), azután meg a pontokkal megszagatott egyenesek (*B*) jelölik. Sőt még más atómsíkok is gondolhatók. Az *A* atómsíkok indexei: $(1\ 1\ 0)$; a *B* atómsíkoké: $(1\ 2\ 0)$, ugyanis a második által a tengelyekből levágott darabok reciprok értékei: $(\frac{1}{8}, \frac{1}{4}, 0)$; 8-cal való szorzás után kapjuk a fenti indexeket.

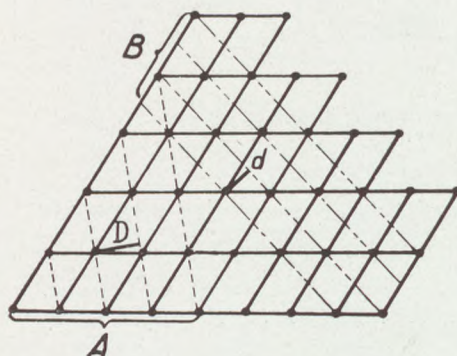
Látható a képen, hogy a kisebb $(1\ 1\ 0)$ indexű szomszédos atómsíkok (*A*) távolsága *D*, a nagyobb $(1\ 2\ 0)$ indexűké (*B*) pedig

d. Az előbbi távolság nagyobb az utóbbinál, viszont az előbbi (*A*) atómsíkokon sűrűbben vannak az atóмок, mint az utóbbiakon (*B*). Egész általánosságban igaz az, hogy minél kisebbek a párhuzamos atómsíkok indexei, annál távolabb esnek egymástól a szomszédosak, de sűrűn vannak rajtuk az atóмок; viszont a nagy indexű szomszédos atómsíkok meg közel esnek ugyan egymáshoz, de csak szórványosan akadnak rajtuk atóмок.

Az atómsíkok különösen fontos szerepet játszanak a Röntgen-sugarak vizsgálatakor, mert visszaverő felületeknek tekinthetők. Sőt az egymással

párhuzamos síkok nagy számban vesznek részt a sugarak visszaverésében. Ezért fontos az egymásra következő szomszédos (párhuzamos) atómsíkok távolságának (*d*) kiszámítása a sík indexeiből és a térrács adataiból.

A kockarács esetében



129. kép. Az atómsíkok távolsága és az atóмок sűrűsége rajtuk.

$$(16) \quad d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}},$$

amely képletben *a* az elemi cella élhossza, (*hkl*) pedig az atómsíkok indexei.

[E képletet le is vezetjük, mert nagyon fontos. A kocka alapja összeesik a rajz síkjával, a függőleges atómsíkok metszészvonalaait a szaggatott egyenesek jelölik (129a. kép). Tulajdonképpen ezeknek a távolságát kell kiszámítanunk. Legyenek a felvett atómsíkok indexei (*h, k, l=0*). Ezeknek a segítségével megállapítjuk egy szaggatott egyenes vonal egyenletét, melyet most még külön is felrajzolunk (129b. kép). Az egyenes vonalnak a kezdőponttól mért távolságát jelöljük *p*-vel, amely nyilvánvalóan egyenlő a két vastagon kihúzott vonaldarab összegével. Az egyik vastag darab hossza $x \cos \alpha$, a másiké pedig $y \sin \alpha$;^{*} tehát fölírhatjuk a következő egyenletet

$$(17) \quad x \cos \alpha + y \sin \alpha = p.$$

Ez az egyenes vonal egyenlete: az egyenes bármelyik pontjának koordinátáit (ezeknek számértékét) helyettesítjük is az egyenletbe, az egyenlőség mindig fennáll.

^{*} Egy derékszögű háromszögben (129b. kép) egyik hegyesszög sinusa egyenlő a vele szemben fekvő befogó és az átfogó hányadosával; egyik hegyesszög cosinusa meg a mellette fekvő befogó és az átfogó hányadosával.

Most szeretnénk az egyenletbe behozni a h és k indexeket, amelyek éppen úgy aránylanak egymáshoz, mint az $\frac{1}{a_0} : \frac{1}{b_0}$ -hoz. Ez nagyon könnyen megy. Ugyanis a rajzon látható, hogy

$$\cos \alpha = \frac{p}{a_0} \text{ és } \sin \alpha = \frac{p}{b_0},$$

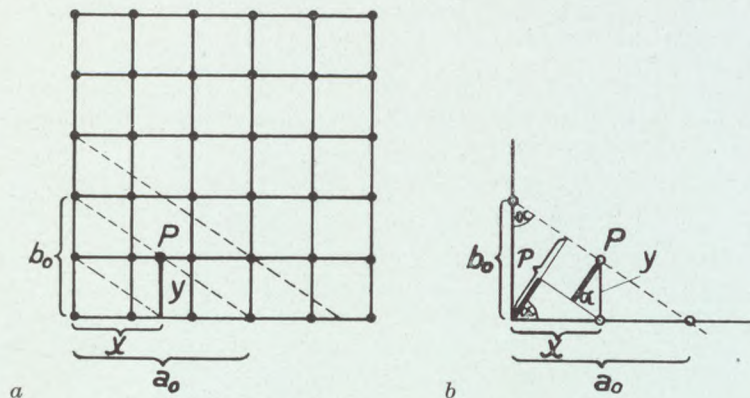
tehát egyenletünk így is írható:

$$x \frac{p}{a_0} + y \frac{p}{b_0} = p.$$

A p/a_0 és p/b_0 nem egész számok, ezért most még megszorozzuk egyenletünk mindkét oldalát egy r számmal, hogy

$$\frac{p}{a_0} r \text{ és } \frac{p}{b_0} r$$

azok a legkisebb egész számok legyenek, amelyek úgy aránylanak egymáshoz, mint a tengelymetszetek reciprok értékei. De akkor ezek éppen



129a. és b. kép. A kockarács atómsíkjainak távolsága.

h és k -t jelentik. Tehát elértük célunkat az egyenes egyenletét kifejeztük az indexekkel:

$$hx + ky = p_0, \quad (18)$$

ahol $p_0 = p \cdot r$.

Az a kérdés már most, hogy miképpen kaphatjuk meg ebből az egyenletből a p -t, az egyenesnek a kezdőponttól számított távolságát. Igen egyszerűen. Ugyanis

$$p = \frac{p_0}{r}. \quad (19)$$

De az a baj, hogy az r -et még nem ismerjük. Mindjárt pótoljuk ezt a hiányt. Ugyanis

$$h = \frac{p}{a_0} r = r \cos \alpha$$

$$k = \frac{p}{b_0} r = r \sin \alpha.$$

Mindkét egyenlet minden tagját négyzetre emeljük és az egyenleteket összeadjuk:

$$h^2 + k^2 = r^2 (\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha).$$

A háromszögtannak jól ismert tétele, hogy a jobboldali zárójeles tag értéke 1. Tehát

$$r^2 = h^2 + k^2.$$

Most már módunkban áll a p távolságot kifejezni az indexekkel. Ugyanis a (19) alapján

$$p = \frac{p_0}{\sqrt{h^2 + k^2}}.$$

Ezt a távolságot mindig pozitív jellel számítjuk.

Nekünk azonban nem ez, hanem a szomszédos egyenesek (atómsíkok) távolságának a kiszámítása volt a célunk. Mindjárt elvégezzük ezt. Ha a (18) alatti egyenletnek megfelelő egyenes átmegy a négyzetes hálózat egyik pontján (egyik atómon), akkor ennek koordinátái feltétlenül kielégítik az egyenletet. Ezek a koordináták meg feltétlenül egész számú többszörösei a -nak, vagyis $x = ma$ és $y = na$, hol m és n egész számok. Behelyettesítve a (18) egyenletbe:

$$hma + kna = p_0.$$

De a h és k is egész számok, tehát az egyenlet baloldalán a -nak egész számú többszöröse áll, vagyis

$$Ka = p_0,$$

hol K egész szám. Ebből az a tanulság, hogy az egymás után következő szaggatott egyenesek (atómsíkok) egyenlete csak abban különbözik egymástól, hogy a p értéke a -val megváltozik. Már most a kezdőponton átmenő egyeneshez ($K=0$) legközelebb esik az, amelyre nézve $K=1$. Ennek a távolsága a kezdőponttól egyúttal megadja bármelyik két szomszédos egyenes távolságát, melyeknek indexe h és k . Jelöljük ezt a távolságot $d(p)$ -vel, akkor

$$d(p) = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2}}.$$

Íme elértük célunkat: a szomszédos atómsíkok távolságát kifejeztük a rácsállandóval és az atómsíkok indexeivel. Hasonlóan kellene eljárunk akkor is, ha a kockarács bármilyen indexű szomszédos atómsíkainak távolságát akarnánk kiszámítani. De ekkor persze nem egyenesek, hanem síkok egyenletével kellene dolgoznunk. Az eredmény egészen hasonló az előbbihez (16).]

Már sokkal nehezebb e távolság kiszámítása a legáltalánosabb (háromhajlású) térrács esetében és a nyert végképlet is jóval bonyolultabb.*

* A kristályszerkezetre vonatkozólag l. Rhorer László: Atómok, molekulák, kristályok. Tud. Gyűjtemény 8. k.

VI. FEJEZET.

A Röntgen-sugarak elhajlása kristályokon.

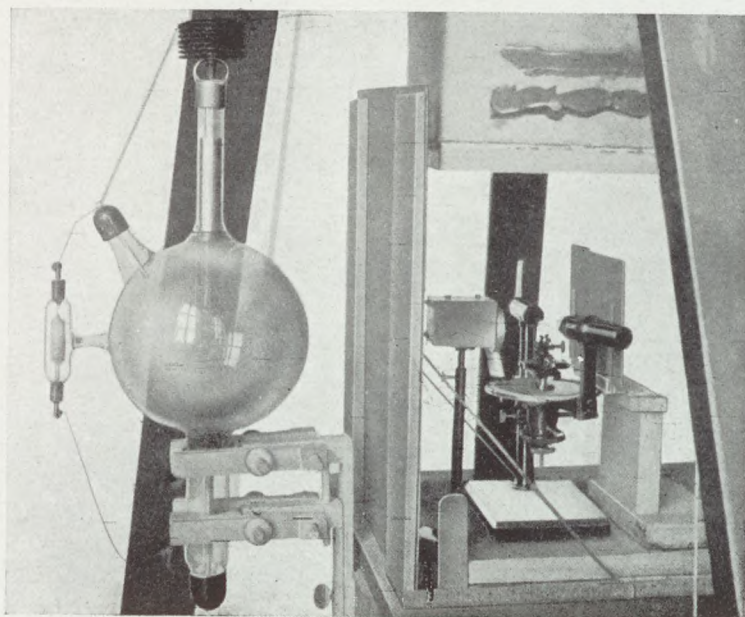
1. Laue nagy fölfedezése.

Talán a véletlen, talán Röntgen közelségének csodálatos varázsa hozta magával, hogy az X-sugarak fölfedezése után mintegy másfél évtizeddel (1912-ben) éppen a müncheni egyetemen, ott, ahol RÖNTGEN 1900-tól élete végéig működött, sikerült LAUE német fizikusnak a kristálylemezeken keresztül mélységes bepillantást vetni az X-sugarak természetébe. Ő elfogadta a kész rácsot, amelyet a természet már régóta észrevétlenül felkínált kutatóinak e célra; elfogadta azzal a gondolattal, hogy ez a rács bizonyára sűrűbb, mint amelyet emberi kéz alkotni tud: olyan sűrű, amelyet éppen a Röntgen-sugár megkíván. A korábbi kutatók által használt ékalakú nyílás helyére (125. oldal) ezt a rácsot, a kristálylemezt tette: s a fényképezőlemezen megjelent az elhajlított Röntgen-sugárnyalábok nyoma csodálatos szabályossággal! Majd pedig megindult a Röntgen-színképelemzés (Röntgen-spektroszkópia): az X-sugarak kutatásának hatalmas, új fejezete.

58. A Laue-féle kísérlet. A 130. képen látható Laue kísérleti berendezése, mellyel FRIEDRICH és KNIPPING nevű munkatársaival együtt az első fényképfölvételeket készítette. Balról áll a bordás hűtésű Röntgen-lámpa, amelyet 5 mm vastag ólomlemez választ el a tulajdonképeni készüléktől. E lemezen lévő kis lyukon keresztül esik a sugárzás a külön állványon elhelyezett kettős ólomdiafragmára, melynek rögzített első lemezén 2 mm-es lyuk van, a második 10 mm-es forgó lemezén pedig 1·5, 0·75 és 0·4 mm átmérőjű lyukak találhatók, melyek a lemez forgatásakor egymás után kerülhetnek a beeső sugár irányába. A belőlük kilépő keskeny sugárnyaláb ráesik a kristályra, amely egy goniométer asztalkájára viasszal van fölragasztva. A kristály távolsága az utolsó nyílástól körülbelül 4, az antikatódtól pedig mintegy 35 cm. A kristálytól jobbra 2·5—7 cm távolságban áll a fényképezőlemez fekete papírba burkolva vagy kazetába rejtve. Minthogy az észlelő helyiség berendezési tárgyai és falai zavaró másodlagos sugárzást bocsátanak ki magukból, ezért a lámpa kivételével az egész kísérleti berendezést föl-

húzható ólomházikóval lehet letakarni, melynek fala 3 mm vastag. A kísérlet vázlatos berendezése a 130b. képen látható.

Az első próbakísérletekhez *részszulfát*-kristályokat, majd szfalerit, kősó és galenit (PbS)-kristályokat használtak. Maga RÖNTGEN is kölcsönzött nekik kristályokat. Az első szépen sikerült fölvételek félmilliméter vastag és egy négyzetcentiméter alapú szfalerit-lemezzel készültek, amelynek nagyobb

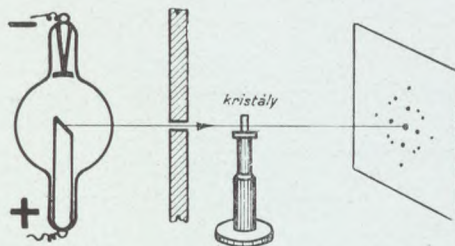


130a. kép. Laue kísérleti berendezése.

határlapjai az egyik kristálytengelyre merőlegesen, tehát a kocka egyik határlapjával párhuzamosan feküdtek (131a. kép); később használtak olyan lemezeket is, amelyeket meg a kocka egyik átlójára merőlegesen csiszoltattak, tehát az oktaéder lapokkal párhuzamosan (131b. kép). E két fénykép döntő bizonyítéka annak, hogy a sugarak elhajlanak eredeti irányuktól! Míg az ékalakú nyílással csak bizonytalan feketedést lehetett kapni a közvetlen sugarak útján kívül, addig itt a szerteséjjel, de mégis szabályosan elszórt foltcscák feltűnően távolosnak a középső fekete folttól: a kristályon irányváltozás nélkül átjutó sugarak helyétől.

Feltűnő az is, hogy a kristály külső szimmetria-viszonyai milyen hűen jelentkeznek e fölvételeken. Jól ismert dolog, hogy a kocka egyik határlapjára merőlegesen négy szimmetria-síkot tu-

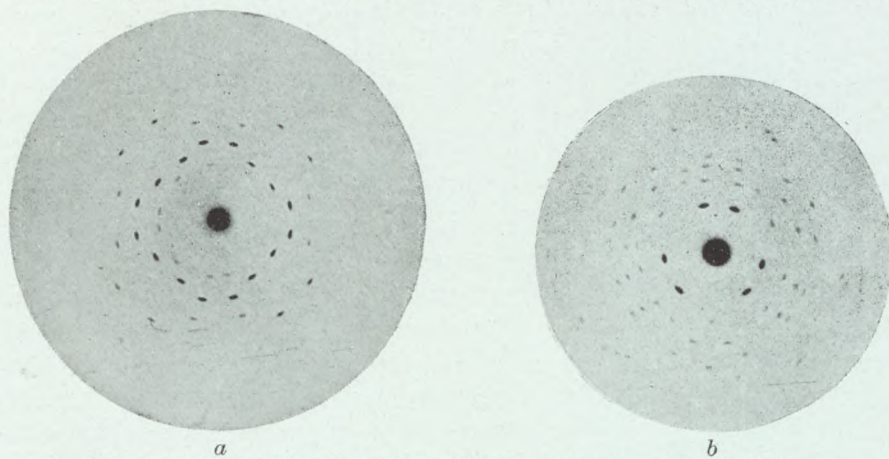
dunk fektetni : kettőt a középvonalakon, kettőt pedig az átlókon keresztül ; más szóval a négyzetnek négy szimmetria-vonala van (132. kép). Egyetlen szimmetriavonal egyik oldala tükörképe a másiknak : mindkét oldalon azonos viszonyok vannak, egy-egy pontnak van szimmetrikus párja a másik oldalon is ; ha négy szimmetriavonal van, akkor e pár négyszer ismétlődik. Az egyik szimmetriavonalra eső pontnak a párja saját maga. Szépen látszik a Laue-képen a szomszédos pontpároknak négyszeres ismétlődése. Íme a kristályszimmetria híven visszatükröződik a Röntgen-sugarak elhajlása közben !



130b. kép. Laue kísérleti berendezésének vázlatos képe.

Persze a szimmetria-viszonyok változnak a kristálylemez csiszolási módja és a kristályrendszerek szerint (131b. kép). Sejthetjük ebből, hogy az elhajlási kép sok esetben becses tájékoztatást nyújthat a kristályrendszer felől.

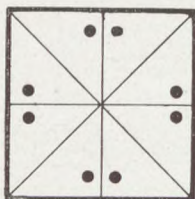
A fényképezőlemez foltocskái csak szabályos eloszlásukkal keltenek figyelmet, de különben mind feketék vagy szürkék.



131. kép. A szfalerit-kristállyal készült Laue-féle elhajlási képek.

Már most elárulhatjuk azonban, hogy a fekete foltok mögött általában különböző hullámhosszúságú, különböző színű sugarak rejtőzködnek. Veszteségünk, hogy sugárelhajláskor a Röntgen-sugarak iránt érzéketlen szemünkkel nem láthatjuk a fekete pontok helyét különböző színű csillagok gyanánt ragyogni !

59. A Laue-féle jelenség magyarázata. Megismerve LAUE nagy fölfedezését, igyekezzünk e jelenség mélyébe pillantani: magyarázatát adni a szétszórt fekete foltok keletkezésének. Feladatunkat nagyban megkönnyíti az, hogy a fénysugarak körében régóta ismeretes hasonló jelenség: a vonalas- és kereszt-rácsokon fellépő pompás színekpsorozatok, amelyek sokszor olyan szabályszerűen oszlanak el, mint a Laue-foltocskák (118. oldal). Ezeknek keletkezését a hullámelmélet alapján sikerült megmagyarázni. Kísérjük meg hát a Laue-féle



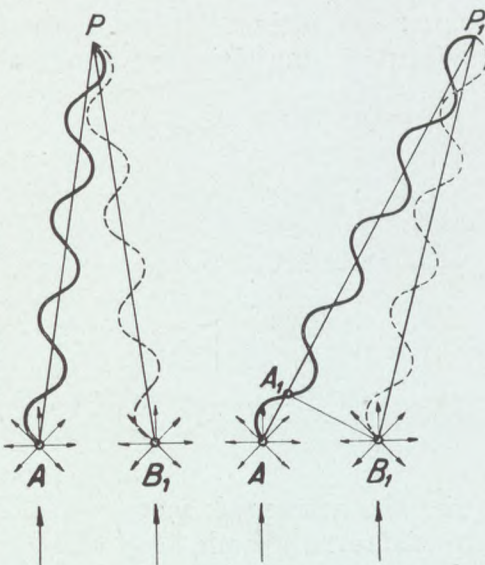
132. kép. A négyzet szimmetriaviszonyai.

jelenséget is értelmezni, törvényét kihámozni ama föltevés alapján, hogy a Röntgen-sugárzás is hullámszerű jelenség, mégpedig a lámpából kilépő sugárzásban — éppen úgy, mint a napfényben — mindenféle hullámú (színű) sugárfajta össze van olvadva. (Megjegyzendő, hogy az összes következő megfontolások elvileg bármilyen látható vagy láthatatlan hullámszerű sugárzásra érvényesek.)

Említettük már, hogy minden test a ráeső Röntgen-sugarak hatására maga is sugárzó forrássá válik: másodlagos sugarakat bocsát ki minden irányban. Ez a tapasztalat független a test méreteitől, bármilyen kicsiny testre is igaz. Joggal föltehetjük hát, hogy a kristálylemez atómjai is másodlagos sugárzó forrássá válnak, mikor a Röntgen-sugarak rájuk esnek. Mégpedig mindegyik atóm minden irányban bocsát ki új sugarakat, amelyeknek hullámhosszúságát egyelőre a gerjesztő sugárzásával megegyezőnek tekintjük. Most az atómok a rács kis nyílásait helyettesítik. De ha a kristályatómok milliárdjai mind sugárzani kezdenek, nagyon valószínű, hogy a tér egy tetszőszerinti pontján kettő, három vagy nagyon sok sugár halad keresztül, amelyek különböző atómtól származnak. Ennek azután furcsa következményei lehetnek: előfordulhat, hogy a sok sugár erősíti egymást, nagyobb lesz ott a fényhatás, mintha egyetlen sugár haladna át — ezen nincs mit csodálkoznunk; de előfordulhat az is, hogy a sugarak éppen gyengítik, sőt egészen lerontják egymást — ez első pillanatra meglepő! Éppen ezeket a jelenségeket neveztük *sugárszövődésnek*.

Vizsgáljuk csak meg közelebbről ezt a sajátyszerűnek látszó jelenséget, mégpedig egyszerűség kedvéért két sugárzó pont (atóm) esetében, amelyekre közös eredetű Röntgen-sugarak esnek és amelyek minden irányban szétszórják a sugárzást (133. kép). A szétszórt nyalábban szemeljünk ki megegyező

hullámú sugarakat. A baloldali rajz szerint olyan P pontban figyeljük meg a sugarak hatását, amely egyenlő távolságra van mindkét sugárzó forrástól: ekkor a megegyezően induló hullámok megegyezően is találkoznak össze (hegy hegygel, vagy völgy völgygel), tehát egymást csak erősíthetik. A jobboldali rajz szerint a P_1 pontban már különböző hosszú sugarak találkoznak össze, mégpedig az $A P_1$ sugár éppen félhullámmal hosszabb, mint a $B_1 P_1$; szóval a megegyező módon induló sugarak nem találkoznak ugyanúgy, hanem éppen ellenkezőleg: hegy völgyre esik; ekkor a két sugár természetesen csak gyengítheti egymást a P_1 pontban. Ha még odébb megyünk a P ponttal, ismét erősítés következhetik be. Mégpedig ez mindannyiszor előáll, valahányszor a két sugár hosszúság- vagy útkülönbsége a félhullámnak páros, az egész hullámhossznak pedig egész számú többszöröse. Ellenkező

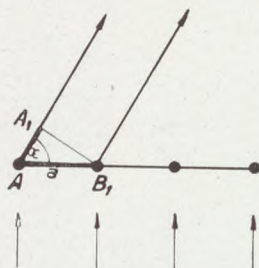


133. kép. A sugárszövődés magyarázata.

esetben részleges vagy teljes kioltás észlelhető. Ha az A és B_1 pont nagyon közel esik egymáshoz, mint pl. a kristályatómok, akkor a két sugár már néhány cm távolságban való találkozásakor párhuzamosnak tekinthető. Tehát ha a $B_1 P_1$ sugarat a P_1 pontból kiindulva rámérjük az AP_1 -re, az $A_1 B_1$ vonal merőlegesnek vehető az utóbbi sugárra. Más szóval az AA_1 útkülönbséget úgy kapjuk meg, hogy a B_1 pontból merőlegest állítunk az A -ból kiinduló sugárra.

Tudjuk, hogy tartós erősítés vagy gyengítés csak akkor várható, ha a két összeszövődő sugár közös eredetű, a fényforrásnak egyetlen pontjából származik (kohaerens). Más szóval az A és B_1 pontokat közöseredetű sugaraknak kell gerjeszteni; ekkor a szétszórt sugarak is ilyennek tekinthetők. A Laue-kísérletben ez a föltétel teljesül, hiszen a Röntgen-sugárnyaláb, mely az atomokra esik, igen kis nyíláson halad át, tehát bizvást mondhatjuk, hogy az antikatódnak egyetlen pontjából származik.

Most nincs más hátra, mint az elmondottakat egyszerű matematikai képlet alakjában kifejezni. Ezt *kockarács* esetében tesszük meg. Kezdetben beérhetnénk ugyan két atómmal is, de általánosabban gondoljunk az atomoknak egy-egyenesbe eső sorozatára, amelynek szomszédos tagjai a távolságra vannak egymástól és amelyre merőlegesen esik egy párhuzamos sugarakból álló nyaláb (134. kép). Az atomsor a ráeső sugarakat elhajlítja. Kérdés, hogy bizonyos λ hullámú sugarak milyen α elhajlási szög esetén erősítik egymást. Vagy azt is



134. kép.
Atomsor (pontrács) sugár-
elhajlítása.

kérdezhetjük, hogy α elhajlási szög esetén milyen λ hullámú sugarak erősítik egymást. Egyszóval az a kérdés, hogy milyen összefüggés van az elhajlási szög és az elhajlított (erősített) sugárzás hullámhossza között. Mielőtt e kérdésre felelünk, megjegyezzük, hogy elég az atomsor első két tagjával (A és B_1) foglalkoznunk. Ha ugyanis az első két atom által elhajlított sugarak erősítik egymást az „ α ” irányban, akkor erősítik a második és harmadik atom által elhajlított sugarak is, hiszen a viszonyok megegyezők. Így tovább folytatva az okoskodást, arra jutunk, hogy az atomsor összes tagjai erősítenek az első két atom által megszabott erősítési irányokban. Nem kell hát mást tennünk, mint az A és B_1 atom által elhajlított sugarak útkülönbségét (AA_1) kiszámítani és erre nézve előírni bizonyos föltételeket. A vastagon megjelölt derékszögű háromszög egyik befogója AA_1 , az átfogója meg a , tehát

$$\cos \alpha = \frac{AA_1}{a},$$

melyből

$$AA_1 = a \cos \alpha.$$

Ha ez a távolság egy λ hullámhosszúságnak egész számú többszöröse, akkor ebben az irányban a λ hullámhosszúságú sugarak erősítik egymást. Jelentsen h_1 egész számot, akkor az erősítés föltétele az, hogy

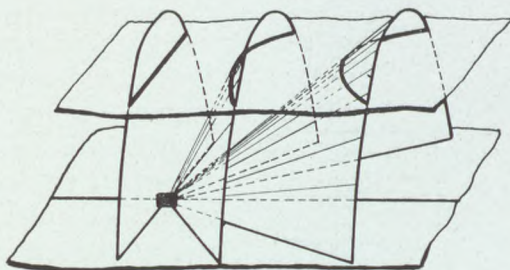
$$(17) \quad a \cos \alpha = h_1 \lambda. *$$

* Megjegyzendő, hogy e föltétel mellett erősítik egymást a $\frac{\lambda}{2}, \frac{\lambda}{3}, \dots$ hullámú sugarak is, mert ha az útkülönbség λ -nak egész számú többszöröse, akkor ugyancsak egész számú többszöröse a λ fenti részeinek is. Ugyanis például

$$h_1 \lambda = h_1 2 \frac{\lambda}{2} = h' \frac{\lambda}{2},$$

amelyben $h' = 2 h_1$, tehát egész szám.

A λ hullámú sugarak nemcsak egyetlenegy irányban erősítik egymást, hanem több irányban is, melyeknek α hajlásszögét az egyenletből úgy számítjuk ki, hogy a h_1 értékét lépcsőről-lépésre 1-gyel növeljük. Így egymás után megkapjuk a nulla, első-, másod-, harmadrendű elhajlítási irányokat a λ hullámú sugárzásra, melyek a $h_1=0, 1, 2, 3, \dots$ számokhoz tartoznak. A h_1 lehet negatív egész szám is: ilyenkor az ellenkező oldalra (balra) hajlik el a fény. Ha a h_1 egész számot változtatlanul hagyjuk, ellenben a λ -t egy kicsit megváltoztatjuk, akkor megváltozik az elhajlítási szög (α) is. Tehát a különböző hullámhosszúságú (színű) elhajlított sugarak egymás mellé sorakoznak és színeképet alkotnak. A h_1 minden értékéhez tartozik egy színekép; a h_1 e színekép rendszáma.



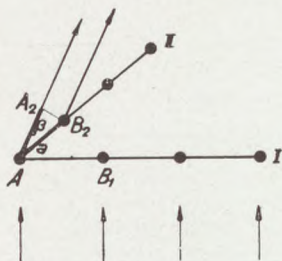
135. kép. Az atómsor által elhajlított sugárkúpok.

Ha a beeső sugárnyaláb bármilyen vékony is, az elhajlított sugarak az atómsort mégis köröskörül veszik. Mégpedig a különböző rendű színeképekhez tartozó sugarak különböző kúpok alkotói mentén haladnak. Válasszuk ki ugyanazt a szintet a különböző rendű színeképekben. A neki megfelelő kúpokat úgy kaphatjuk meg, hogy a papír síkjában megjelöljük az említett sugarak irányát és a rajzot gondolatban az atómsor mint tengely körül megforgatjuk. Az elhajlított sugárnyalábot vagy úgy észleljük, hogy fényképezőlemezt teszünk a sugarak útjába, vagy fény esetében fehér papírlapot, homályos üveget. (135. kép). A lemezen vonalak jelennek meg: a kúpok palástjának a lemez síkjával való metszészvonalai, amelyek általában véve görbék (hiperbolák), kivéve a beeső sugár irányába eső úgynevezett nullarendű vonalat, amely egyenes. A különböző rendű színeképek szélesebb sávokat adnak.

A (17) alatti képletből érdekes határföltételt lehet kiolvasni arra vonatkozólag, hogy milyen sűrűn kell lenni az atómsorban, hogy egy bizonyos hullámú sugárzás beejtésakor elhajlított sugarakat kapjunk. Ugyanis a $\cos \alpha$ számértéke legfeljebb 1 lehet: ekkor az $\alpha = 0$, tehát az elhajlított nyaláb egészen hozzásimul az atómsorhoz. Mivel pedig a h_1 a nullán kívül 1-nél kisebb nem lehet (eltekintünk a negatív értékektől),

e szélső esetben az elsőrendű színekpre teljesülni kell a következő feltételnek: $a = \lambda$. Ha a beeső fény hullámhosszája olyan, hogy $\lambda > a$, akkor elhajlás nem léphet föl, legfeljebb nullarendű: ez pedig a közvetlenül áthaladó sugárzás. A látható és az ibolyántúli fény hullámhosszája olyan nagy az atomok távolságához képest, hogy ez az eset forog fenn: ezért nem adnak a kristályok elhajlási színekpet látható fényben.

Mi történik akkor, ha még egy ugyanilyen atómsorunk van, amely az előbbire merőlegesen helyezkedik el a szabályos



136. kép. Két egymásra merőleges atómsor sugár-elhajlítása.

kristályrendszer szellemének megfelelően? A sugárzás pedig ismét mindkét atómsorra merőlegesen esik be (136. kép). E kérdésre feleletképen azt kell megállapítanunk, hogy bizonyos λ hullámhosszú sugárzást kiszemelve milyen irányokban erősítik egymást az elhajlított sugarak. Az I. sor atómjaira megszabja ezt a feltételt a (17) egyenlet. A II. sorra egészen hasonló egyenlet érvényes, csak-hogy most a $\cos \alpha$ helyett $\cos \beta$ -t kell írunk, mert az elhajlított sugárnak a II. atómsorral bezárt hajlásszöge most β . Az útkülönbség AA_2 . Tehát a II. atómsor által elhajlított sugarak akkor erősítik egymást, ha

$$a \cos \beta = k_1 \lambda,$$

ahol k_1 ismét egész szám. Ezek az irányok a II. atómsor mint tengely körül fekvő kúpok alkotói; éppen olyanok ezek a kúpok, mint az előbbi 135. képen, csak a tengelyt kell a II. atómsor irányába állítani.

Vannak-e olyan irányok, amelyekben mindkét atómsor által küldött sugarak erősítik egymást? Igen. Erre a matematikai válasz az, hogy ezekre az irányokra mindkét egyenletnek érvényesnek kell lenni, tehát fenn kell állni egyidejűleg, hogy

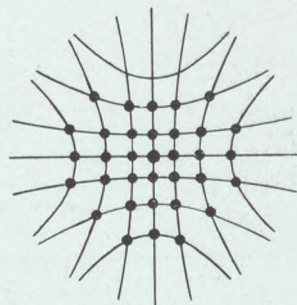
$$a \cos \alpha = h_1 \lambda$$

$$a \cos \beta = k_1 \lambda.$$

A geometriai válasz pedig az, hogy ezeknek az irányoknak mindkét kúprendszeren rajta kell feküdni, tehát e vonalak csak azok lehetnek, amelyekben a két kúprendszer palástjai egymást érintik vagy metszik. Ennek megfelelően egy vagy két irányt kapunk. Tehát a tér végtelen sok iránya közül aránylag kevés van az erősítéssel kitüntetve. Meg kell még jegyez-

nünk azt is, hogy egy ilyen kitüntetett irányban azután erősíti egymást a két atómsor bármely két eleme által elhajlított sugár is. Erről könnyen meggyőződhetünk, ha az (AB_1) és az (AB_2) atómpárokat vesszük figyelembe: a hozzájuk tartozó erősítési irányban erősít a (B_1B_2) atómpár is; így lépésenként mehetünk tovább a csoportosításban.

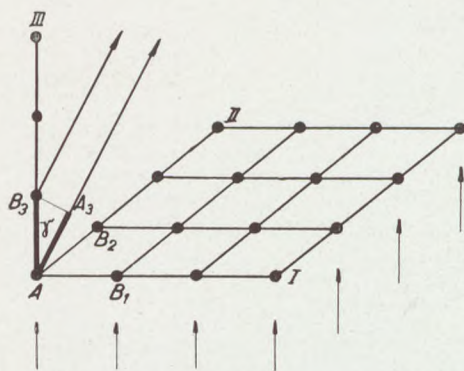
Arról is könnyen tájékozódhatunk, hogy egy fényképezőlemezen, melynek síkja a beeső sugárra merőlegesen áll, mi módon helyezkednek el az erősítési irányok átdőfési pontjai. E lemez síkját mindkét kúprendszer hiperbolákban metszi, de az egyik rendszer hiperboláinak tengelye merőleges a másikéra. E hiperbolarendszer metszéspontjai lesznek az erősítési irányok átdőfési pontjai, hiszen e pontoknak mindkét rendszer hiperboláin rajta kell lenni (137. kép). A fényképezőlemezen előhívás után e helyeken fekete foltok jelennek meg. Ha a beeső sugárzás összetett, a szomszédos hullámhosszúságú sugarak elhajlás után egymás közelében maradnak és a fekete pontok elnyúlnak, vagyis *színképeket* kapunk, melyeknek belső oldalára esnek a rövidebb, a külsőre pedig a hosszabb hullámú sugarak.



137. kép. Két merőleges atómsor elhajlítási képe.

A valóságban nem egyetlen vagy két atómsorral van dolgunk, hanem igen sokkal, amelyek egy atómsíkot alkotnak. Lepjük el ezt az atómsíkot egy *négyszetes hálózat csúcspontjaiban*. Vajjon egy ilyen atómsíkon át fellépő elhajlási jelenség miben különbözik az előbbitől? Külső alakjára nézve jóformán semmiben. Ugyanis a második atómsort lépésről-lépésre odébb tolhatjuk úgy, hogy az elsőnek mindig újabb és újabb elemén menjen keresztül; helyére mindig egy-egy újabb atómsort téve, megkaphatjuk az egész atómsíkot. Nyilvánvaló, hogy ez az eltolás az elhajlított sugarak útkülönbségében nem okoz változást, tehát az erősítési irányok ugyanazok maradnak, mint két atómsor esetében. De változik az elhajlított sugárnyalábok erőssége: ez a résztvevő atómsok számával együtt növekszik. Az atómsok számának növeléséből tehát nem származnak új elhajlási irányok, csak erősebb elhajlított nyalábokat kapunk. A síkban hálózatosan elhelyezett atómrendszert *keresztrácsnak* is nevezhetjük, mert az atómsorok keresztezik egymást.

Most még egy lépéssel tovább kell mennünk. A kristályokban nem egyetlen atómsíkot gondolunk, hanem rengeteg sokat. Válasszuk azt az egyszerű esetet, mikor az előbbi négyzetes atómsíkok úgy helyezkednek el egymás fölött, hogy az *atómok térbeli kockarácsot alkotnak*. Az erősítés matematikai feltételének megállapítására egyelőre szemeljük ki azt a III. atómsort, amely a kezdő atómon áthaladva merőlegesen áll az előbbi atómsíkra (138. kép). A beeső sugárnyaláb most egészen



138. kép. Három merőleges atómsor sugárelhajlítása.

símulva halad a függőleges atómsor mentén. Vizsgáljuk a függőleges atómsor első (A) és második (B_3) tagja által elhajlított sugarakat, amelyek az atómsorral most γ szöget zárnak be. A két sugár útkülönbsége most $AA_3 - AB_3$, amely így fejezhető ki:

$$a \cos \gamma - a = a(\cos \gamma - 1).$$

A két sugár akkor erősíti egymást, ha ez az útkülönbség ismét a λ egész számú többszöröse:

$$a(\cos \gamma - 1) = l_1 \lambda,$$

ahol l_1 ismét egész számot jelent, mégpedig negatívot, mert az AA_3 befogó rövidebb, mint az AB_3 átfogó. Ugyanabban az irányban erősíti az első atóm sugárzását a függőleges atómsornak bármelyik tagja is.

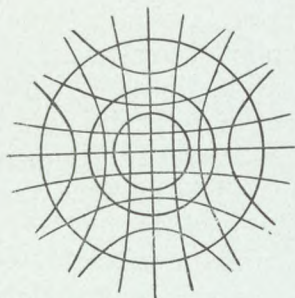
Ez az egyenlet ismét kúpok alkotóit jelöli meg erősítési irányok gyanánt, csak hogy most a kúpok tengelye a függőleges atómsor.

Melyek most azok az irányok, amelyek mentén mindhárom atómsor elhajlított sugárnyalábjai erősítik egymást? A matematikai válasz az, hogy erre az irányra egyidejűleg teljesülni kell mindhárom alapegyenletnek (Laue-féle egyenletek):

$$(18) \quad \begin{aligned} a \cos \alpha &= h_1 \lambda \\ a \cos \beta &= k_1 \lambda \\ a(\cos \gamma - 1) &= l_1 \lambda. \end{aligned}$$

A geometriai válasz meg az, hogy e háromszoros erősítési irányokban metszeni kell egymást mindhárom kúprendszer palástjának. Milyen lesz e kúpok metszésvonala a beeső sugárra

merőleges fényképezőlemezszel vagy papírlappal? Nyilvánvaló, hogy a legutóbbi kúpok metszetei körök lesznek, melyek még csatlakoznak az előbbi hiperbolák rendszeréhez. E metszési vonalak csoportját láthatjuk a 139. képen. Már ezen is észrevehető, hogy nincsen mindig, bármilyen hullámú sugárzás beesésekor olyan irány, amelyben mind a

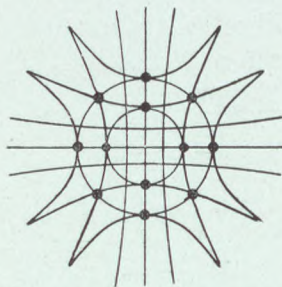


139. A három kúp palástja nem metszi egymást közös egyenesben.

három kúp metszené egymást; más szóval nincsen mindig olyan pont a képen, amelyen egy kör és két hiperbola egyidejűleg átmegy. Ez csak bizonyos kitüntetett hullámú sugárzásra áll fenn (140. kép). E körülmény döntő jelentőségű a Röntgen-sugarak elhajlásában, amiről csakhamar meggyőződünk.

Az atómsíkra merőleges atómsorról nehézség nélkül rátérhetünk a térbeli kockarácsra. Nem kell mást tennünk, mint a függőleges atómsort lépésről-lépésre úgy odébb tolni, hogy a síknak mindig más és más atómján menjen keresztül, s helyére mindig egy-egy újabb atómsort tenni (141. kép). Nyilvánvaló, hogy ez az eltolás az elhajlított sugarak útkülönbségében semmiféle változást nem okoz, tehát az erősítési irányok ugyanazok maradnak, mint előbb. De természetesen a sugarak erőssége megváltozik: ez növekszik az elhajlító atómsorok számával együtt.

Első pillanatra azt gondolhatnánk, hogy a térbeli rács is kicsi színeképeket hajlít el, éppen úgy, mint az atómsík (keresztrács). Ez azonban nem így van. *Minden erősítési irányban csak egyetlen pontosan meghatározott hullámhosszúságú sugárnyaláb terjed* és a hullámhossz függ az iránytól.* Ha láthatnánk e nyalábokat homályos üvegen, nem kicsiny színeképek, hanem különböző színű foltocskák halmaza tárulna szemünk elé. Ezt könnyen beláthatjuk. Tegyük föl, hogy egy bizonyos irányban a λ hullámú sugárzás észlelhető, vagyis a három említett kúp ez irányba eső egyenesben

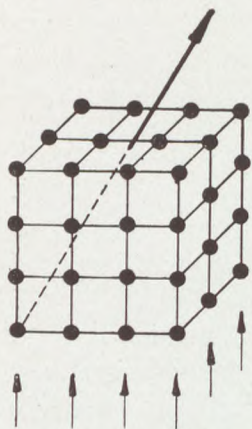


140. kép. A három kúp-palástnak van közös metszési vonala, mely egy-egy fekete ponton megy át.

* L. a 156. old. lábjegyzetét.

metszi egymást. Hogy a λ -hoz közeleső hullámú sugárzás elhajlási iránya az előbbinek a szomszédságában legyen, ehhez szükséges, hogy az újabb nyílású három kúp ismét egy egyenesben messe egymást, amely közel van az előbbihez. Nyilvánvaló, hogy ez nem teljesül. Ha csak két kúpról volna szó, mint atómsík esetében, akkor semmi akadálya sem volna annak, hogy a két kúp metszésvonala híven kövesse a hullámhosszúság változását;

de hogy a harmadik kúp is kövesse a másik kettőt, azt nem kívánhatjuk. Ha pedig valamely irányban nem metszi egymást mind a három kúp, abban az irányban nincsen jelentős erősítés; ha terjed is sugárzás ez irányban, ennek erőssége csekély.



141. kép. A kockarács sugár-elhajlítása.

Matematikailag is nyilvánvaló az elmondottak helyessége. Ugyanis válasszunk a Laue-féle egyenletekben három egész számot és jelöljük meg a hozzájuk tartozó irányt (α, β, γ) , amelyben a λ hullámú sugarak erősítik egymást. Változtassuk meg egy kissé a λ -t. Hogy az egyenletek ez új hullámhosszúság esetében is fennálljanak, a baloldalon a szögeket meg kell változtatni. Igen ám, de

három szöget nem lehet egymástól függetlenül változtatni, hanem ha az első kettőt (α és β) úgy választottam, hogy az első két egyenlet ki legyen elégítve, akkor már a harmadik szög (γ) is meg van határozva.* És hol van a biztosíték arra nézve, hogy e harmadik szög cosinusa

* Ezt a Pythagoras-tétellel könnyen kimutathatjuk. Ugyanis a bevonakázott vízszintes háromszögre fennáll (142. kép):

$$a^2 + b^2 = d^2.$$

Viszont a függőleges háromszögre

$$d^2 + c^2 = D^2.$$

Beírva ide d előbbi értékét

$$a^2 + b^2 + c^2 = D^2.$$

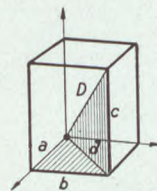
Osszuk az egyenlet mindkét oldalát D^2 -tel:

$$\left(\frac{a}{D}\right)^2 + \left(\frac{b}{D}\right)^2 + \left(\frac{c}{D}\right)^2 = 1.$$

De a zárójeles hányadosok nem mások, mint ama szögek cosinusai, amelyeket a D átló a tengelyekkel bezár. Így azután (18a)

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1.$$

Ebből az egyenletből az a tanulság, hogyha egy iránynak a két koordinátatengelyhez való hajlásszögét megadjuk, a harmadikat már nem kell megadni, sőt nem is szabad, hanem ebből az egyenletből kell kiszámítani. Ha tetszés szerint választunk három hajlásszöget, nem bizonyos, hogy van ezeknek megfelelő irány.



142. kép. A térbeli Pythagoras-tétel.

kielégíti a harmadik egyenletet? Sehol! Általában nem is elégíti ki. Szóval a λ -hoz közeleső hullámú sugárzásra már nem teljesülnek a Laue-féle egyenletek: nincs erősítés. Hogy egy más λ -ra fennálljanak az egyenletek, e célból a (h_1, k_1, l_1) egész számokat is meg kell változtatni, meg a szögeket is: egészen más irányról lesz szó.

60. A Laue-féle egyenletek átalakítása. A (18) egyenletek eredeti alakjukban nem fejezik ki elég szembetűnően az elhajlított sugár hullámhosszának és irányának kapcsolatát. Sokkal nyilvánvalóbb lesz ez a kapcsolat, ha a három egyenletet egybeolvasztjuk. E célból először az a állandóval osztjuk mindhárom egyenletet és az utolsót kissé elrendezzük:

$$\cos \alpha = h_1 \frac{\lambda}{a}$$

$$\cos \beta = k_1 \frac{\lambda}{a}$$

$$\cos \gamma = l_1 \frac{\lambda}{a} + 1.$$

Emeljük mindhárom egyenletet a négyzetre:

$$\cos^2 \alpha = h_1^2 \frac{\lambda^2}{a^2}$$

$$\cos^2 \beta = k_1^2 \frac{\lambda^2}{a^2}$$

$$\cos^2 \gamma = l_1^2 \frac{\lambda^2}{a^2} + 2 l_1 \frac{\lambda}{a} + 1.$$

Összeadva e három egyenletet, a következőre jutunk:

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = (h_1^2 + k_1^2 + l_1^2) \frac{\lambda^2}{a^2} + 2 l_1 \frac{\lambda}{a} + 1.$$

Ez egyenlet baloldala egyenlő 1-gyel (18a), tehát az egyenlet mindkét oldaláról az 1-et elhagyhatjuk:

$$(h_1^2 + k_1^2 + l_1^2) \frac{\lambda^2}{a^2} + 2 l_1 \frac{\lambda}{a} = 0.$$

Osztva $\frac{\lambda}{a}$ -val és elrendezve az egyenletet, kapjuk a következőt:

$$(h_1^2 + k_1^2 + l_1^2) \frac{\lambda}{a} = -2 l_1.$$

Ebből kifejezhetjük a hullámhosszúság értékét :

$$(19) \quad \lambda = -\frac{2l_1 a}{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2}.$$

Ez egyenletben az l_1 mindig negatív (l. 160. old.) és így a λ pozitív. E képletből az a tanulság, hogy a Laue-kép egy foltocskájához tartozó hullámhosszúságot csak akkor tudjuk kiszámítani, ha ismeretes a kockarács szomszédos atómjainak távolsága (a) és ezenfelül még ismerjük a foltocskához tartozó számhármast is (h_1, k_1, l_1). Az első kémiai adatok (atómsúly stb.) felhasználásával megbecsülhető, a másik pedig a Laue-képből olvasható ki. (A Laue-kép megszámozása általában elég hosszadalmas eljárás, de most már van rá jól kidolgozott módszer, amelyet később ismerünk meg, 439. old.)

A szfalerit rácsa nem egészen közönséges kockarács — mint azt rögtön látni fogjuk — mégis sikerült LAUENnek e kristály elhajlási képéből is néhány foltocskához tartozó hullámhosszat kiszámítani. Az eredmények a SOMMERFELD által megjelölt határok között voltak.

A Laue-féle elgondolás természetesen nemcsak kockarácsra igaz, hanem egy tetszésszerű térre is, amelynek élhosszúságai különbözők (a, b, c) és ezenfelül a rácsvonalak hajlásszögei is eltérnek egymástól. (Nem derékszögek.) Ekkor a levezethető képlet nem lesz olyan egyszerű, mint az előbbi esetben, de nem lesz sokkal bonyolultabb sem. Érvényes az elmélet akkor is, ha a beeső sugár nem merőleges a kristály határlapjára ; de ez a körülmény is bonyolultabb képleteket hoz magával. Az egész kérdéscsoport megoldására egyszerű utat jelölt meg az angol BRAGG.

2. A két Bragg alapvető munkája.

A Laue-féle elméletben külön számba vesszük minden egyes atóm hatását, összegezzük az általuk elhajlított sugarakat és így jutunk el az alapegyenletekhez. Az angol BRAGG — LAUE fölfedezése után hamarosan — igen egyszerű módon vezette le a Röntgen-sugarak elhajlásának alapegyenletét. Ő nem vette külön számba az egyes atómok hatását, hanem egymással párhuzamos síkokba, az atómsíkokba csoportosította őket. Majd pedig föltette, hogy a Röntgen-sugár az atómsíkokról visszaverődik a közönséges törvények szerint és csak azt kereste, hogy a visszavert sugarak mikor erősítik egymást. Alapvető kutatásainak nagy részét fiával együtt végezte.

61. **A Bragg-féle egyenlet.** Most nem szükséges az előbbi kockarácshoz ragaszkodnunk, hanem gondolhatunk akármilyen térrácsra, amelyben egymással párhuzamos atómsíkokat szemlünk ki. (Ilyenek lehetnek a kocka határlapjaival párhuzamos atómsíkok is.) A szomszédos atómsíkok távolsága legyen d (143. kép). Ejtsünk ez atómsíkokra egy keskeny Röntgen-sugárnyaláb ϑ beesési szög alatt. (Ez a ϑ most a beeső sugár és az atómsík által bezárt szöget jelenti.) BRAGG elgondolása szerint a sugárnyaláb egy része a legfelső atómsíkról visszaverődik ugyancsak ϑ szög alatt. (A visszaverődési szög most a visszavert sugár és az atómsík által bezárt szög.)

De a Röntgen-sugár keresztüljárja az atómsíkokat, s nemcsak a legfelsőről, hanem a mélyebben fekvőkről is visszaverődik. E sok visszavert sugár egymással összeszővődik s egymást erősíti vagy gyengíti. Kérdés, hogy a λ hullámú sugarak milyen szög



143. kép. A Bragg-féle visszaverődés az atómsíkokról.

esetén erősítik egymást vagy megfordítva: egy bizonyos ϑ szög alatt milyen hullámú sugarak verődnek vissza. E kérdésre meglepően egyszerű feleletet adhatunk. Szemeljük ki a sugárnyalábnak két hullámú tagját, amelyek két szomszédos atómsíkról verődnek vissza s valahol az atómközök méreteihez képest nagy távolságban találkoznak. E két visszavert sugár akkor erősíti egymást, ha hosszúság- vagy útkülönbségük a hullámhosszágnak egészszámu többszöröse. Ezt a föltételt matematikai nyelven is könnyen kifejezhetjük. A két sugár útkülönbsége a vastagon kihúzott vonaldarab: ennek a baloldali, meg a jobboldali része is egy-egy derékszögű háromszögnek egyik befogója; a két rész persze egyenlő is egymással. A baloldali háromszögben

$$\sin \vartheta = \frac{A'B}{d}, \text{ tehát } A'B = d \sin \vartheta.$$

Az egész útkülönbség e mennyiség kétszerese, tehát

$$2d \sin \vartheta.$$

A két sugár akkor erősíti egymást, ha ez λ -nak egészszámu többszöröse, vagyis

$$2d \sin \vartheta = n \lambda, \quad (20)$$

ahol az n pozitív egész számot jelent.* Mondanunk sem kell, hogyha ez a föltétel két szomszédos atómsíkról visszavert sugárra teljesül, akkor teljesül az összes párhuzamos atómsíkokról visszavert sugarakra is, tehát e sugarak mindnyájan erősítik egymást. Ez a híres *Bragg-féle egyenlet*, amely bármilyen térrácsra érvényes. Ez az egyenlet válaszol a fölvetett kérdésekre, ha az atómsíkok távolsága (d) ismeretes. Ugyanis kiszámíthatjuk belőle a visszaverődési szöget (ϑ), ha a beeső sugárzás hullámhossza (λ) ismert, vagy pedig kiszámíthatjuk a λ -t, ha a ϑ -t megmértük. Az n -ről mindjárt szó lesz.

A Bragg-féle egyenletből mindenekelőtt látható, hogy egy bizonyos λ hullámhosszúságú sugár többféle szög alatt verődhetik vissza. E szögeket úgy kapjuk meg az egyenletből, hogy az n -nek rendre 1, 2, 3, ... számértéket adunk. Ekkor az egyenletek ilyenek lesznek

$$\begin{aligned}\lambda &= 2d \sin \vartheta_1 \\ 2\lambda &= 2d \sin \vartheta_2 \\ &\dots\dots\dots\end{aligned}$$

A ϑ szögek folyton nagyobbodnak, ha indexük növekszik, tehát például $\vartheta_2 > \vartheta_1$. A 2λ -hoz tartozó ϑ_2 közelítőleg kétszerese a ϑ_1 -nek, de ez szigorúan nincs így. Még kevésbé igaz, hogy a ϑ_3 háromszorosa a ϑ_1 -nek stb. Amint látjuk, ugyanaz a hullámú sugárzás egymás után többször is visszaverődhetik mind nagyobb és nagyobb szög alatt. Az n szám mondja meg, hogy hányadik visszaverődésről van szó. Ezért az n -et a visszaverődés *rendszámának* is nevezik.

Igen nevezetes dolog, hogy a Bragg-féle egyenlet szerint a kiszemelt atómsíkokról minden beesési szög esetében csak egy meghatározott hullámú sugárzás verődik vissza még akkor is, ha összetett Röntgen-fény esik is rájuk. Ha ugyanis ϑ -nak egy bizonyos értéket adunk, akkor a visszavert sugárzás hullámhossza a Bragg-féle egyenletből kiszámítható ($n = 1$).**

* Ha $n = 0$, akkor ϑ is zérus, tehát a sugár az atómsíkokkal párhuzamosan halad.

** De egyúttal azt is látjuk, hogy az egyenlet jobb oldalának értéke úgy is maradhat λ , ha a $\frac{\lambda}{2}$ vagy $\frac{\lambda}{3}$ hullámú sugárzás másod- vagy harmadrendűen verődik vissza. Ugyanis

$$\lambda = 2 \frac{\lambda}{2} = 3 \frac{\lambda}{3}.$$

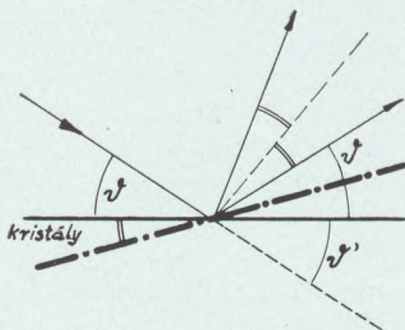
Tehát szigorúan véve, egy bizonyos szög alatt nemcsak egy meghatározott hullámú sugárzás verődhetik vissza, hanem annak törtrészei is, — de természetesen csak akkor, ha e rövidebb hullámok a beeső összetett sugárzásban előfordulnak.

Ez a jelenség tehát egészen sajátos visszaverődés: hiába kap a kristály összetett Röntgen-fényt, amelyben minden hullámú sugár benne van, nem engedi vissza valamennyit, hanem csak a kedvencét, a többiek belevesznek az atómsíkok rengetegébe. Egy fénylő ezüstlemez ellenben visszaveri a fehér fény összes színeit, bármilyen szög alatt esnek is rá! Íme itt van az alapvető különbség a közönséges és a kristályos visszaverődés között.

Megjegyzendő, hogy ez a kiválasztás csak egy bizonyos helyzetű atómsíkra vonatkozik. Lehetséges, hogy a beeső sugár egyidejűleg más helyzetű atómsíksíkról is visszaverődik, amelynek tagjai más távolságban vannak egymástól, mint az előbbiek. Ilyenkor a visszavert sugár hullámhosszája és iránya is más lesz.

Nem szükséges a beeső sugár irányát változtatni, hogy más legyen a beesési szög. Ezt elérhetjük úgy is, hogy a kristályt forgatjuk az előbbi rajzban a papír síkjára merőleges tengely körül. Ekkor megváltozik a beesés szöge (ϑ), az atómsíkok távolsága (d) ellenben változatlan marad, tehát az alapegyenlet szerint általában más és más hullámú sugárzás verődik vissza, de más és más irányban, esetleg ugyanaz a hullámú sugár magasabb rendűen. Tehát *Röntgen-színkép* kapunk. Ez a Röntgen-színkép — sajnos — nem látható, de lefényképezhető.

Meg kell még emlékeznünk arról, hogy a visszaverődési szög milyen kapcsolatban van az úgynevezett *eltérítési szöggel*, amellyel a sugár eredeti irányától a visszaverődés után elfordul, eltér. A 144. képen világosan látszik, hogy a ϑ' szög, melyet a meghosszabbított beeső sugár az atómsíkkal bezár, éppen akkora, mint a beesési szög, hiszen ennek csúcshöze; de akkor fölösleges is mondanunk, hogy a másik ϑ -val, a visszaverődés szögével is megegyezik. Ebből meg az a tanulság, hogy a visszaverő atómsík mindig megfelel az eltérítési szögnek; más szóval *a visszaverődési szög mindig fele az eltérítési szögnek*. Nézzük csak, mi következik ebből a kristály elfordítására vonatkozólag. Fordítsuk el a kristályt úgy, hogy a beesési szög nagyobbodjék



144. kép. A visszavert sugár elfordulása a kristály forgatásakor.

valamivel (kettős ív). A kristály új helyzetét a pontokkal megszaggatott vonal jelzi. Természetesen ugyanennyivel nő az eltérítési szög fele is. Tehát az egész eltérítési szög nagyobodása kétszer ekkora lesz, de ez csak úgy következhetik be, ha a visszavert sugár kétszerakkora szöggel fordul el korábbi irányától, mint a kristály. Ez a körülmény fontos szerepet játszik a Bragg-készülékkel való mérés közben.

Egyébként nagyon hasonló a jelenség a Lippmann-féle fényképezőlemezekről való fényvisszaverődéshez.* E lemezeket úgy készítik, hogy a lemez érzékeny rétegét tükröző higanyfelülethez nyomják, majd a lemez hátlapjára merőlegesen egynemű fényt ejtenek: a beeső és a higanyról visszaverődő fényhullámok összeszővődéséből úgynevezett álló fényhullámok származnak a fényérzékeny rétegben: ezeknek csomópontjaiban nincs fényhatás, de annál inkább a hullámhegyek helyén. Előhívás után e helyeken finom ezüstretegek válnak ki, amelyek egymástól félhullámhossznyi távolságban vannak. Olyanok ezek, mint BRAGG atómsíkjai, de nincsenek olyan közel egymáshoz. Ha egy ilyen Lippmann-féle lemezre fehér fényt ejtünk, mindig csak egy bizonyos színű fénysugár verődik vissza róla; mégpedig ennek a színe változik a beesés irányával. Ha a visszavert nyalábokat egy fehér papírlapon fölfogjuk, a lemez forgatása közben a szivárvány összes színei megjelennek, de nem a papírnak ugyanazon a helyén, hanem egymás mellett. A nagyobb beesési szögek esetén kapjuk a vörös felé eső színeket, a kisebbek mellett pedig a színeképbolya részét.

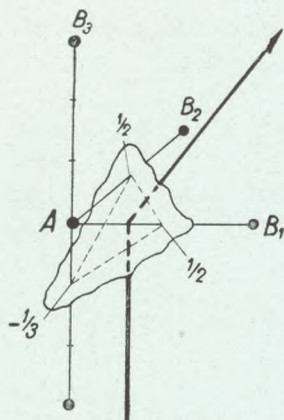
62. A Laue-képek keletkezése Bragg szerint. BRAGG a Laue-féle foltocskák keletkezésének is egyszerű, kézzelfogható magyarázatát adta. Minden egyes sugár, amelyet a kristály elhajlít, egy bizonyos atómsíkról visszaverődő sugárnak tekinthető, mely a kristály belsejében van. E síkot gondolatban könnyen fölkereshetjük: nem kell mást tennünk, mint a beeső és a visszavert sugár metszéspontját meghatározni és e ponton át a visszaverődési szabályok által megkívánt visszaverő síkot fektetni (145. kép).** E síkok keresztül-kasul szelik a kristály belsejét. Térbeli helyzetük, továbbá szomszédjuktól való távolságuk más és más, tehát ezek más

* Steiner: A színes fotografozás. T. T. Társ. kiadványa.

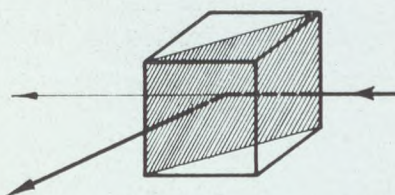
** E sík egyúttal atómsík is, mint azt rögtön kimutatjuk.

és más hullámú sugarakat vernek vissza. Íme így is beláthatjuk, hogy a Laue-féle képekben a foltocskák nem színeképek, hanem meghatározott színű sugarak hatására keletkeznek. Arról is tájékoztat ez az elgondolás, hogy a foltocskákhoz tartozó hullámhosszak miért nem következnek folytonosan egymásután: azért nem, mert a különböző helyzetű atómsíkok távolsága sem változik folytonosan.

Nagyon fontos, hogy egy bizonyos hullámú sugárzást visszaverő atómsíkok indexei éppen azok az egész számok (a legnagyobb közös osztóval elosztva), amelyek a Laue-féle egyenletekben ugyanazon hullámú sugárzás elhajlításakor szerepelnek. Ezt egyszerű mértani megfontolással bebizonyíthatjuk. Jelöljük meg a kockarács négy atómjának helyét. (146. kép.) Egy bizonyos erősítési irányban az A és B_1 atómsíkok



146. kép. A visszaverő atómsík meghatározása a Laue-számok alapján.



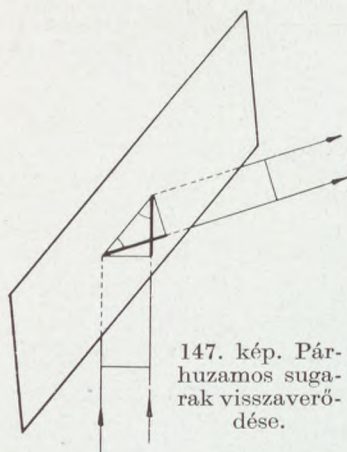
145. kép. Az elhajlított sugár mint a kristály belsejében visszavert sugár.

által elhajlított sugarak útkülönbsége $h_1\lambda$, az A és B_2 továbbá az A és B_3 által elhajlítottaké pedig $k_1\lambda$ és $l_1\lambda$. (Egyszerűség kedvéért legyen például $h_1 = 2$, $k_1 = 2$, $l_1 = -3$.) Osszuk föl az $A B_1$ távolságot h_1 (2) részre: az A -ból és a felezőpontból kiinduló sugarak útkülönbsége csak egy hullámhosszúság. Hasonlóképpen felezzük meg az $A B_2$ távolságot is ($k_1 = 2$): az A -ból és e felezőpontból kiinduló sugarak útkülönbsége is egy hullámhossz. Az $A B_3$ távolságot osszuk föl három részre és az első osztáspont távolságát mérjük fel lefelé (a negatív oldalon), mert $l_1 = -3$; az A -ból és ez utóbbi osztáspontból kiinduló sugarak útkülönbsége ismét egy hullámhosszúság. A három osztáspontból kiinduló sugarak útkülönbsége az A -ból kiindulóéhoz képest csupán egy hullámhossz. Tehát a három pontból kiinduló sugarak útkülönbsége egymáshoz képest zérus. De akkor e három pont olyan síkot határoz meg, amelyről (vagy amellyel párhuzamos síkról) visszaverődöttnek tekinthetők az elhajlított sugarak.

Ugyanis éppen a visszaverődéskor nincs útkülönbség az egyes sugarak között (147. kép). Ennek belátása végett csak azt kell eldönteni, hogy a két sugárnak vastagon kihúzott darabjai egyenlők-e, hiszen a sugarakat keresztező párhuzamos vonalak közé eső darabok szemmel láthatóan egyenlők. De a vastagon kihúzott darabok meg két egybevágó derékszögű háromszögnek megfelelő befogói, tehát szintén egyenlők egymással.

Az említett három pont által meghatározott sík a tengelyekből a következő darabokat vágja le (146. kép):

$$\frac{1}{h_1} \left(\frac{1}{2} \right), \quad \frac{1}{k_1} \left(\frac{1}{2} \right), \quad \frac{1}{l_1} \left(\frac{1}{3} \right);$$



147. kép. Párhuzamos sugarak visszaverődése.

ezeknek reciprok értékei éppen úgy aránylanak egymáshoz, mint $h_1 k_1 l_1$, vagyis ez utóbbi számok (elosztva a legnagyobb közös osztójukkal) a visszaverő sík indexei. Tehát valóban igaz, hogy a kockakristály úgy hajlítja el a sugarakat, mintha azok a Laue-féle egész számokkal arányos kristálytani indexeknek megfelelő síkról verődnének vissza. De ez a sík atómsíknak is tekinthető, hiszen

a térrács föltevése szerint minden egészekből álló számhármashoz tartozik egy atómsík a kristály belsejében. Ezzel párhuzamosan rengeteg sok atómsík fekszik. Az eredmény bármilyen más térrácsra is igaz.

BRAGG e szempontból vizsgálta meg néhány fontos kristály Laue-képét és igen nevezetes következtetést vont le ezekből az atómoknak a térrács pontjaiban való eloszlására: a kristály szerkezetére vonatkozólag. E kristályok voltak többek között a káliumklorid (szilvin) és -bromid, továbbá a nátriumklorid, amelyek mind a szabályos rendszerben kristályosodnak. Összehasonlítva egymással a szilvin és a kősó Laue-képét, arra a meglepő eredményre jutott, hogy a kősó-képben egyes foltocskák hiányzanak, amelyek a szilvin-képben előfordulnak, jöllehet mindkét fölvétel a kristály határlapjával párhuzamosan hasított lemezkével készült. Mi lehet ennek az oka? Hiszen a két kristály a legnagyobb valószínűség szerint hasonló szerkezetű! Erre adott választ BRAGG.

63. A Laue és Bragg-féle egyenlet azonossága.

[A Laue-féle (19) és a Bragg-féle egyenlet (20) külső alakra meglehetősen különbözik egymástól. Első pillanatra nem is gondoljuk, hogy egyikből a másik következik, egyikből a másik levezethető. Pedig így van, mint azt a kockarács esetében megmutatjuk.]

A Laue-féle egyenlethez eljutunk, ha bevezetjük a Laue-egyenletbe az említett visszaverő atómsíkkal párhuzamos atómsíkok távolságát és a visszaverődési szöget. A 148. képen vonalakkal megjelöltük a visszaverő atómsíkokat, melyek általában a kristály belsejében vannak. (Indexeik: $h k l$ arányosak a $h_1 k_1 l_1$ Laue-féle egész számokkal.) A sugár a z tengely mentén esik a kristályra. A beesési merőleges és a beeső sugár folytatása által bezárt szög (a közönségesen használt beesési szög ϑ') a visszaverődési szöget 90° -ra egészíti ki:

$$\vartheta + \vartheta' = 90^\circ.$$

A visszavert sugár hullámhossza LAUE szerint

$$\lambda = -\frac{2 l_1 a}{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2} = 2 \frac{a}{\sqrt{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2}} \cdot \left(-\frac{l_1}{\sqrt{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2}} \right).$$

Legyen a $h_1 k_1 l_1$ számok legnagyobb közös osztója n . Vagyis

$$h_1 = n h, \quad k_1 = n k, \quad l_1 = n l.$$

Ekkor a (16) alapján

$$\frac{a}{n \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} = \frac{d}{n}.$$

Ugyanis az n közös osztó négyzetéből gyököt vonunk és kivisszük a gyökjel elé; a d jelenti a kockarács két szomszédos atómsíkjának távolságát.

Továbbá a geometria tételei szerint

$$-\frac{l_1}{\sqrt{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2}}$$

a $(h k l)$ indexű sík normálisa és a z tengely által bezárt szög (ϑ') cosinusa (ezt nem bizonyítjuk be). De valamely szög cosinusa egyenlő a 90° -ra kiegészítő szög sinusával, vagyis

$$\cos \vartheta' = \sin \vartheta.$$

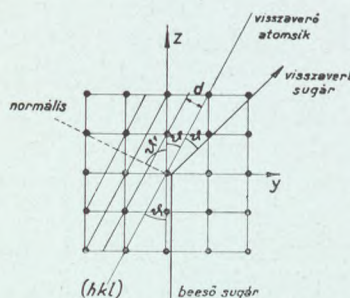
A negatív jel ne zavarjon bennünket, hiszen az l_1 mindig negatív szám, tehát így a hányados (a cosinus) éppen pozitív lesz.

Behelyettesítve a kapott mennyiségeket a λ -nak Laue-féle kifejezésébe, nyerjük a Bragg-féle egyenletet:

$$\lambda = 2 \frac{d}{n} \sin \vartheta.$$

Egyúttal azt is látjuk, hogy a Laue-féle számok legnagyobb közös osztója (n) a visszaverődés rendszámát jelenti.

Megjegyzendő, hogy a leírt utat ellenkező irányban is bejárhatjuk:



148. kép. A sugárelhajlás mint visszaverődés. (Az x tengely merőleges a rajz síkjára és előre irányul).

a Bragg-féle egyenletből kiindulva, eljuthatunk a Laue-féléhez. Ez út eredményeképpen önként adódik — további bizonyítás nélkül —, hogy a visszaverő atomsík indexei a Laue-féle egyenletekben szereplő számokkal arányosak.

[Mindez nemcsak kockarácsra, hanem bármilyen térrácsra érvényes.]

64. A Bragg-féle Röntgen-színképelemző készülék. (Röntgenspektrométer.) A kristályszerkezet megismerése érdekében fontosak voltak azok az eredmények, amelyeket BRAGG az általa szerkesztett első Röntgen-színképvizsgáló készülékkel elért. Ezért mindenekelőtt ezzel ismerkedünk meg (149. kép). A *B*-vel jelölt ólomfal mögött áll a Röntgen-lámpa, melynek sugarai az S_1 és S_2 résen keresztül esnek a *C*-vel jelölt kristályra; erről visszaverődve pedig az S_3 nyíláson keresztül az *I*-vel jelölt ionos kamrába jutnak. Ez nem más, mint egy 15 cm hosszú és 5 cm átmérőjű jól zárt ólomhenger, amelynek egyik végén vékony alumíniumlemezzel elzárt nyílás van, hogy a sugarak ezen keresztül a kamra belsejébe juthassanak (149. kép). A kamra fala néhány száz voltos kis akkumulátortelep egyik sarkával áll összeköttetésben, míg a másik sarok földelve van. A kamrában lehetne levegő is, de BRAGG kéndioxiddal vagy metilbromiddal töltötte meg, melyek a kamrába jutó sugarakat jobban elnyelik, mint a levegő. (Az utóbbi különösen a kemény sugarakat.) Az elnyelés pedig azért fontos, mert — amint látni fogjuk — ettől függ az ionozás mértéke. A kamra belsejében hosszúkás fémlemez vagy fémrúd van, amelyet az ólomfaltól igen jó szigetelő anyag (borostyán) választ el, úgyhogy elektromos töltés egyikről a másikra át nem mehet. Ellenben kapcsolatban van ez a belső fémrúd a szigetelőanyagon átfutó vezeték útján az alul látható igen érzékeny elektroszkóppal (*E*), amely előtt meg a leolvasásra szánt mikroszkóp áll. Úgy a lefutó vezetéket, mint az elektroszkópot bádogburkolat védi a külső zavaró elektromos hatásokkal szemben; ez a burkolat még szokás szerint a földdel is össze van kapcsolva. A *K*-val jelölt gyűrűvel bármikor földelni lehet a belső fémrudat is. Mind a kristály, mind az ionos kamra különböző karok segítségével közös függőleges tengely körül forgatható és az elfordulási szög pontosan leolvasható. Forgatás közben az elektroszkóp helyén marad: éppen ezért helyezte el BRAGG alul.

Bár az elektroszkóp a kamra révén összeköttetésben áll az akkumulátortelep egyik sarkával, töltést mégsem jelezhet, mert a kamrában lévő gáz nem vezeti az elektromos áramot.

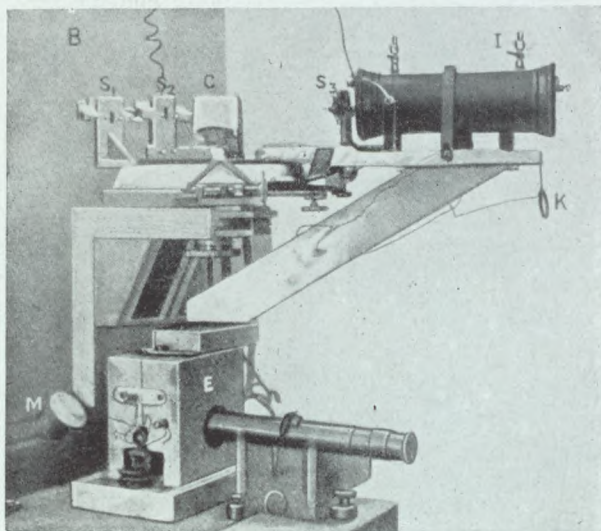
De ha Röntgen-sugár jut a kamra belsejébe, az elektroszkóp töltést kap.

Miképen lehet mármost e készülékkel a kristályról visszavert sugárzást vizsgálni? A kristályt is, meg az iónos kamrát is beállítjuk úgy, hogy a kamra hossz tengelye egy sugár visszaverődési irányába essék (150. kép). Most megfigyeljük, hogy meghatározott idő (pl. 20—30 másodperc) alatt mennyire töltődik föl az elektroszkóp. Majd a kristályt egy kis szöggel odébb fordítjuk és

kétszerakkora szöggel követjük az iónos kamrával: ekkor biztosan belemegy a visszavert sugár a kamrába, hiszen ez kétszer akkora szöggel fordul el, mint a kristály. Most ismét megfigyeljük, hogy ugyanakkora idő alatt, mekkora töltést kap az elektroszkóp. Ha így lépésről-lépésre menve hirtelen olyan helyre érkezünk,

ahol a sugárzás igen erős (pl. az antikatód jellemző sugárzásának tartományába), akkor az elektroszkóp nagyon rohamosan töltődik fel, tehát a megjelölt idő alatt nagyobb feszültséget ér el. A mikroszkópban bizonyos számok jelzik a töltés nagyságát. E számok tájékoztatnak a beeső sugárzás erősségéről. Ha egy vízszintes vonal mentén megjelöljük a visszaverődési szögeket, minden szöghöz odaállíthatjuk a sugárzás erősségét jelképező vonaldarabot. Ezeknek végét összekapcsolva, görbevonalat kapunk: ez az *ionozási görbe** (151. kép).

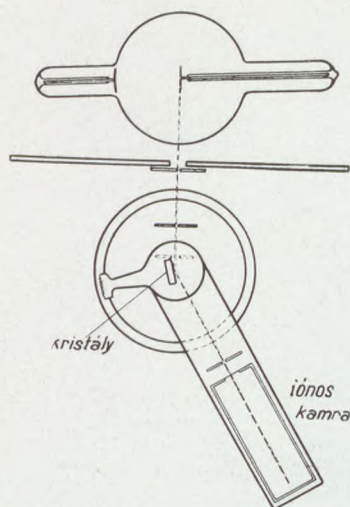
65. Néhány kristály belső szerkezetének megállapítása. BRAGG az ő spektrométerével sok kristályról visszavert sugár-



149. kép. A Bragg-féle Röntgen-spektrométer.

* Azt is mérhetjük stopper-órával, hogy egy bizonyos töltést mennyi idő alatt kap az elektroszkóp a különböző kamraállások esetén: erős sugárzás beesésekor ez az idő rövid, gyenge sugárzásakor meg hosszú.

nyalábot megvizsgált és méréseiből nevezetes következtetéseket vont le ezeknek belső szerkezetére vonatkozólag. E kristályok voltak mindenekelőtt a kőso és a szilvin, ezeken kívül a szfalerit, gyémánt stb. A Röntgen-lámpa antikatódja palladium-fém volt, melynek K jellemző sugárzását verték vissza a kristályok. Ez a sugárzás nem teljesen homogén, hanem két különböző hullámú összetevő keveréke, melyeknek hullámhosszúsága azonban alig különbözik egymástól. Természetesen



150. kép. A Bragg-féle Röntgen-spektrométer keresztmetszete.

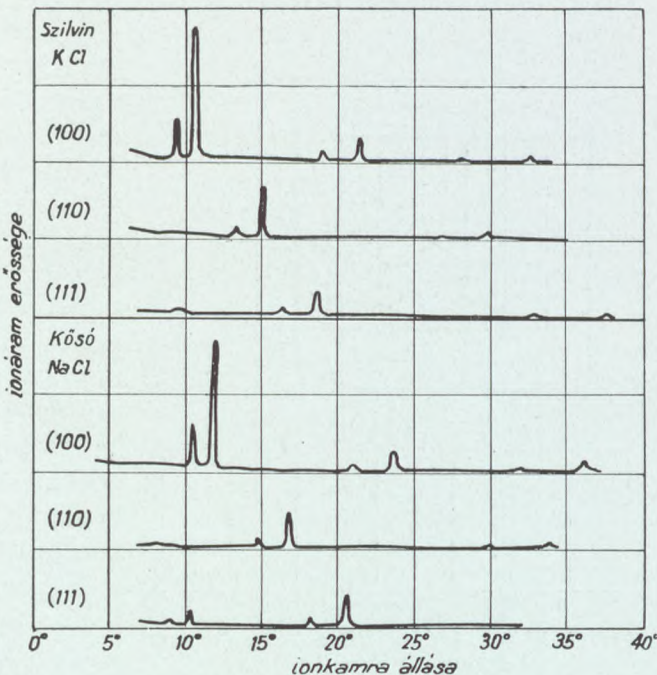
a lámpából összetett Röntgen-sugárzás esett a kristályokra, de a színekép egyes szakaszainak erőssége elenyésző csekély volt a jellemző sugárzáséhoz képest. BRAGG a kristályok forgatása által elérte, hogy a palladium jellemző sugárzása különböző rendűen verődött vissza róluk. A 151. képen láthatók a szilvin és kőso által visszavert palladium-sugárzás ionozási görbéi. A csúcsok a különböző rendűen visszavert jellemző sugárzásnak felelnek meg. Feltűnő különbséget akkor észlelünk, ha az $(1\ 1\ 1)$ atómsíkokról való visszaverődéskor észlelt csúcsokat összehasonlítjuk. A kőso görbájében 10^0 körül van egy olyan csúcs, amelynek

párját a szilvinében hiába keressük: hiányzik. Hogyan lehetséges ez? Hiszen ha igaz az egész térrács föltevésünk, a két kristály térrácsának megegyező szerkezetűnek kell lennie! A kérdést megoldotta BRAGG.

Mindenekelőtt azt következtette ebből, hogy a *kockarács pontjaiban nem szilvin- vagy kőso-molekulák* tartózkodnak — mert akkor igazán semmi ok sem volna a különböző viselkedésre — hanem *atómok*: kálium- és klóratómk, vagy nátrium- és klóratómk. Mégpedig ezek az atómk úgy helyezkednek el egy kockarács csomópontjaiban, hogy bármelyik kockaél irányában fölváltva vannak a fém- (K vagy Na) és a klóratómk. Minden egyes atóm összes szomszédjai — bármelyik kockaél mentén menjünk is — másfajta atómk (152. kép). Egészítsük ki még e föltevésünket azzal, hogy az egyes atómk annál erősebben hajlítják el (verik vissza) a rájuk eső Röntgen-sugarakat, minél nagyobb az atómsúlyuk, akkor tel-

jesen megnyugtató magyarázatát adhatjuk az előbbi tapasztalati jelenségnek. Ugyanis a kocka egyik határlapjával párhuzamos atómsíkokban a fém- és klóratóмок váltakoznak, tehát nem várhatunk semmiféle feltűnő különbséget a szilvin és kősó viselkedése között. Hasonló a helyzet a szembenlevő határlapokat átlósan metsző atómsíkok (1 1 0) esetében, csak hogy

itt egy-egy atómsorban azonos atóмок is következhetnek egymás után. Természetesen az atómsíkok távolsága más lesz. Ellenben várhatjuk, hogy a két kristály eltérően viselkedik, ha az atómsíkok a kocka egy-egy csúcsát vágják le. Ezek az úgynevezett oktaéder-lapok, amelyeknek indexei (1 1 1); ezek az atómsíkok ugyanis vagy csakklóratóмокot,

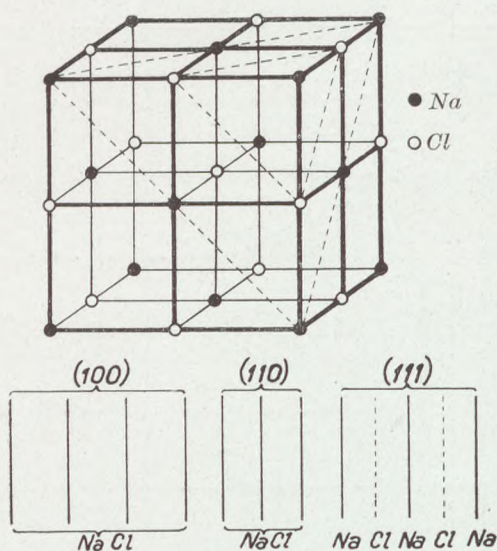


151. kép. Iónozási görbék.

vagy csak fématóмокot tartalmaznak, nem a kétfélét keverve. Tehát a szilvin esetében klór- és káliumatómsíkok, a kősó esetében meg klór- és nátriumatómsíkok váltakoznak egymással. A távolsági viszonyokat a 152. kép alsó részén láthatjuk.

Milyen következményekkel jár ez a szilvinre vonatkozólag? A válaszadás előtt megemlítjük, hogy a kálium atómsúlya 39, a klóré 35.5, tehát majdnem megegyező atómsúlyú elemekből szövődnek a váltakozó fajú atómsíkok. Ebből meg az következik, hogy visszaverőképességük is körülbelül megegyező. Éppen ez a körülmény okozza azt, hogy a szomszédos (kálium és klór) atómsíkokról visszaverődő sugarak egymást bizonyos esetekben lerontják. Ez az eset fordul elő az elsőrendű visszaverődéskor. Ugyanis két egymás után következő káliumatómsíkról visszavert sugarak akkor erősítik egymást az első rend-

ben, ha az útkülönbség közöttük egy egész hullámhossz. Ugyanakkor erősítik egymást a klóratómsíkokról visszavert sugarak is. Csak az a baj, hogy a klóratómsíkokról visszavert sugarak éppen félhullámmal előzik meg az előbbieket, tehát ezeket gyengítik. Sőt minthogy a két különböző fajú atómsík körülbelül ugyanolyan erősen veri vissza a sugarakat, a kétféle nyaláb egymást kölcsönösen le is ronthatja. De ugyanez érvényes minden páratlan rendszámú visszaverődési irányra is. Már



152. A kősó atómrácsa (fent) és atómsíkjainak távolsága (lent).

nem így áll a dolog a másodrendű visszaverődéskor, mert ez esetben a szomszédos kálium- és klóratómsíkokról visszaverődő sugarak útkülönbsége éppen egy hullámhossz. Általában a páros rendekben nem rontják le egymást a sugarak. Tehát a szilvin (111) síkjairól a legkisebb szög alatt visszavert sugárnyaláb tulajdonképpen másodrendű visszaverődés eredménye. Most már könnyen beláthatjuk, hogy a kősó esetében miért jelentkezik az elsőrendű sugár: azért, mert a Na atóm-

súlya 23 lévén, jóval gyengébben ver vissza, mint a klór, tehát a sugarak csak gyengítik egymást, de nem rontják le. Ugyanez a sorsa a többi páratlan rendűen visszaverődő sugárnak is.

Tehát láthatjuk, hogy BRAGGnak a kősó és szilvin-kristály szerkezetére vonatkozó föltevése e kristályok viselkedésének teljesen megnyugtató magyarázatát adja, a tapasztalattal összhangban áll.

Gondolhatjuk mindkét kristály rácsát összetett térrácsnak is. Ugyanis állítsunk egymás mellé két határpontos kockarácsot, melyekben a kocka éle kétszerese az előbbi térrács állandójának. Egyiket tekinthetjük a fémrácsnak (K , Na), a másikat pedig a klóratómsík rácsának. Töljük a kettőt egymásba úgy, hogy a klóros kockák csúcsai a fémes kockák éleinek középpontjába essenek: ekkor előttünk áll a Bragg-féle rács (153. kép).

Most még egy életbevágó kérdésre kell feleletet adnunk : mekkora szám szerint például a *kősó*kristály rácsállandója? Életbevágó ez a kérdés azért, mert megoldása nélkül a Bragg-féle egyenletet nem használhatnánk föl a Röntgen-sugarak hullámhosszúságának mérésére. E kérdésre könnyen válaszolhatunk a *kősó*kristály fizikai és kémiai állandóinak felhasználásával. Gondolatban toljuk el egy kicsit a kockarács vázát egyik átló mentén, de az atomok maradjanak a helyükön. Ekkor az eltolt váz minden egyes kockájának belsejében egyetlen atom székel, tehát egy *Na* és *Cl*-atómpár (egy *kősó*molekula) két kockában helyezkedik el. E kettős kocka térfogatát tekinthetjük a molekula térfogatának : $2a^3$, ha a jelenti egy-egy kocka élét. Ezt még másképpen is kifejezzük. Vegyünk egy *mól*-nyi *kősó*t, melynek tömege annyi gramm, amennyi a *kősó* molekulasúlya. Ez pedig egyenlő a *Na* és *Cl* atómsúlyának összegével. Tehát egy *mól* *kősó* tömege grammban :

$$23\cdot05 + 35\cdot45 = 58\cdot50.$$

Ha ezt elosztjuk a *kősó* sűrűségével ($s=2\cdot17$), megkapjuk egy *mól* *kősó* térfogatát köbcentiméterben : $58\cdot50/s$. De azt is tudjuk, hogy egy *mól* *kősó*ban hány molekula van : éppen ezt mondja meg az Avogadro-féle szám :

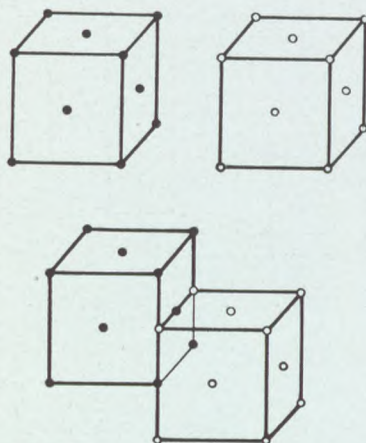
$$N = [60\cdot59 \pm 0\cdot063] \cdot 10^{22}.$$

Ha tehát a *mól* *kősó* térfogatát e számmal elosztjuk, megkapjuk az egyetlen *kősó*-molekulára eső térfogatot, amely éppen $2a^3$. Tehát felírhatjuk a következő egyenletet :

$$2a^3 = \frac{58\cdot50}{Ns}.$$

Ebből köbgyökvonás után

$$a = \sqrt[3]{\frac{58\cdot50}{2Ns}}.$$

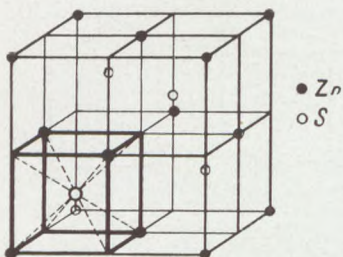


153. kép. A *kősó* atómrácsának előállítása két határpontos kockarácsból.

Elvégezve a számításokat és tekintettel arra, hogy a egyúttal a kocka határlapjaival párhuzamos atómsíkok távolságát (d) is jelenti:

$$(21) \quad d = 2.814 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

Nyilvánvaló, hogy ez az érték nagy mértékben függ az Avogadro-féle számtól, amely nem határozható meg olyan pontossággal, mint amelyet a Röntgen-sugárzási mérések megkívánnak. Éppen ezért bizonyos megállapodásra volt szükség a d értékét illetően. E megállapodás szerint a régebbi mérésekben a fenti d értéket vették alapul. (Látni fogjuk, hogy újabban sikerült a kősó rácsállandóját az Avogadro-féle számtól függetlenül is meghatározni.)



154. kép. A szfalerit atómrácsa.

Lássuk most az elért eredmény jelentőségét. A Bragg-féle egyenlet szerint az első rendben

$$\lambda = 2d \sin \vartheta.$$

Ha megmértük a kősókocka egyik határlapjáról hozzánk jutó Röntgen-sugár visszaverődési szögét (ϑ), akkor ez egyenletből — minthogy d ismeretes — a hullámhosszúság (λ) értékét ki tudjuk számítani. BRAGG azt találta, hogy a kősókocka határlapjáról a palladium-fém jellemző sugárzásának egyik faja — amelyet $K\alpha$ -val jelölünk — éppen 6° -ú szög alatt verődik vissza. Behelyettesítve e szög sinusát a λ kifejezésébe,

$$\begin{aligned} \lambda &= 2 \cdot 2.81 \cdot \sin 6^\circ \cdot 10^{-8} \text{ cm,} \\ &= 0.587 \cdot 10^{-8} \text{ cm.} \end{aligned}$$

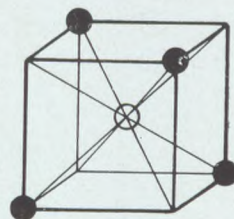
Ha pedig ismerem egyetlen egy Röntgen-sugárnyaláb hullámhosszát, ezt ugyanannak a kristálynak másik atómsíkjára vagy egy egészen más kristályra ejtve, meghatározhatom az új atómsíkok távolságát. Hiszen a fenti egyenletből

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \vartheta}.$$

Minthogy a λ ismert, csak a ϑ -t kell megmérni.

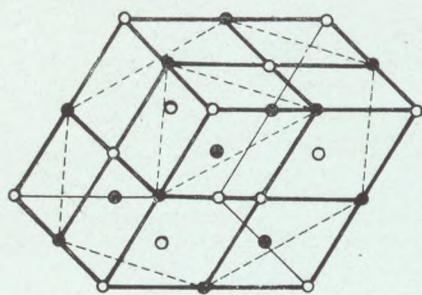
Íme tehát látjuk, hogy BRAGG — persze LAUE nagy gondolatának fénye mellett — megvetette a Röntgen-színkép-elemzés vagy más szóval a Röntgen-spektroszkópia alapját.

A leírt eljáráshoz egészen hasonló módon vizsgálta meg BRAGG a *szfaleritkristály* (ZnS) szerkezetét is. Kiderült, hogy ez esetben ismét olyan összetett kockarácsról van szó, amely két egymásba tolt határpontos kockarácsnak tekinthető. Gondoljunk egy pillanatra, hogy a cinkrács teljesen egybeesik a kénráccsal. Majd pedig a kocka egyik átlója mentén toljuk el a kénrácsot úgy, hogy a kocka csúcsában rejtőzködő kénatóm az átló negyedébe jusson. Ekkor persze a többi kénatómok is eltolódnak és a 154. képen látható térrács jelenik meg előttünk.*



155. kép. A gyémánt atómrácsa.

Érdekes dolog felemlíteni, hogy a szfalerit rácsában az összes atómot szénatómmal helyettesítve, megkapjuk a *gyémántkristály* atómrácsát. Ebben a szénatómok ötös csoportokba foglalhatók: négy-négy atóm egy-egy tetraéder négy csúcspontjában foglal helyet, az ötödik pedig a középpontban. A 155. képen előttünk áll egy olyan tetraéder, amely az előbbi szfaleritrács baloldali alsó kockájában található meg.



- Ca
- C
- O



156. kép. A mészpát atómrácsa (fönt), az oxigén-atómok elhelyezkedése (lent).

Ugyancsak meghatározta BRAGG a *mészpátromboéder* (kalcit) belső szerkezetét is. Ennek ismerete azért is fontos, mert a mészpátkristályt gyakran használják a röntgenspektroszkópokban. Másrésztől meg azért is érdekes, mert hasonlít a kősó szerkezetéhez. A kalcium és szénatómok egészen úgy helyezkednek el egy romboéderes térrácsban, mint a nátrium- és klóratómok a kősó kockarácsában (156. kép). Az oxigénatómok az alul megjelölt metszetek

határvonalain foglalnak helyet; e metszeteket különben magán a kristályon is megjelöltük.**

* A szfaleritkristállyal behatóan foglalkozott Reichert Róbert hazánkfia.

** A magyarországi kalcitokról becses munkát írt Vendl Mária.

BRAGG könnyen kiszámíthatta most már bármilyen atómsíkok távolságát. A mészpát határlapjaival párhuzamos síkokra vonatkozólag azt találta, hogy

$$(22) \quad d_{(100)} = 3.03 \cdot 10^{-8} \text{ cm},$$

tehát ez a távolság nagyobb, mint a kőszó megfelelő állandója.

Most már mindent előkészítettünk arra, hogy megismerhessük a Röntgen-színképek tanulmányozására való eszközöket.

VII. FEJEZET.

Röntgen-spektrométerek.

Miként KIRCHHOFF GUSZTÁV spektroszkópjából a színekép-
elemző készülékeknek hosszú sorozata fejlődött ki, úgy BRAGG
Röntgen-spektrométerét is az ilyenmű készülékeknek nagy
száma követte. Míg azonban a közönséges spektroszkópok
a távoli világokról, a végtelen nagyról hoznak hírt a földi
embernek, addig a Röntgen-spektroszkópok az atomokról, a
végtelen kicsinyek birodalmáról vonják le a fátyolt; az előbbieket
az összetett testek alkotó elemeiről nyujtanak tájékoztatást,
az utóbbiak pedig az elemek elemeiről beszélnek.

A Röntgen-spektroszkópokat a Bragg-féle egyenlet szel-
lemében kettős célra lehet fölhasználni: *vagy ismert állandójú
kristállyal dolgozva hullámhosszúságot mérünk velük, vagy ismert
Röntgen-sugarat használva, a kristály állandóit határozzuk meg.*

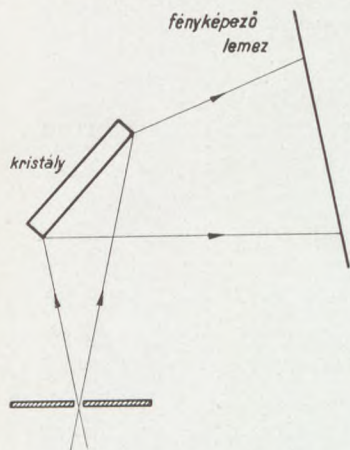
Ugyanis a Bragg-féle egyenlet szerint

$$\lambda = \frac{2d}{n} \sin \vartheta \quad \text{és} \quad d = \frac{n\lambda}{2 \sin \vartheta}. \quad (23)$$

Az első egyenlet jobboldalán ismernünk kell a d -t az
atómsíkok távolságát, a második egyenlet jobboldalán pedig
a λ -t, a visszavert sugár hullámhosszúságát; ezenfelül mindkét
esetben meg kell mérnünk a visszaverődési szöget: ϑ -t. A Rönt-
gen-spektrométereket többnyire erre használják.

66. Régebbi spektrográfok. A Bragg-féle sugárgyűjtés.
A Bragg-féle gondolat alapján mindenekelőtt az angol MOSELEY
szerkesztett egy Röntgen-spektrométert (1913). Szeme előtt
a mozdulatlan üveghasábbal előállított gyönyörű látható
színekép lebegett. Ehhez hasonlóan nyugvó kristállyal akarta a
Röntgen-színeképnek is nagy részét egyszerre előállítani. Ezért
nagy méretű kristályt vett, melynek határlapjára széttartó
sugárnyalábot ejtett (157. kép). Így elérte azt, hogy nagyon sok-
féle beesési szög fordult elő, tehát egyidejűleg nagyon sokféle
hullámhosszúságú sugár verődött vissza a kristály határlapjáról
különböző irányokban. E sugarak folytonos színeképet adtak,
amelyben különösen erőteljesen lépett föl a használt lámpa
antikatódjának jellemző sugárzása. MOSELEY a színekép föl-
fogására nem íonos kamrát, hanem fényképezőlemez használta:

a színeképet lefényképezte, ami nagyon előnyösnek bizonyult. Joggal nevezhetjük hát eszközét Röntgen-spektrográfnak. Készülékével nevezetes, alapvető eredményeket ért el, s nagy vesztesége a tudománynak, hogy a világháborúban elesett.



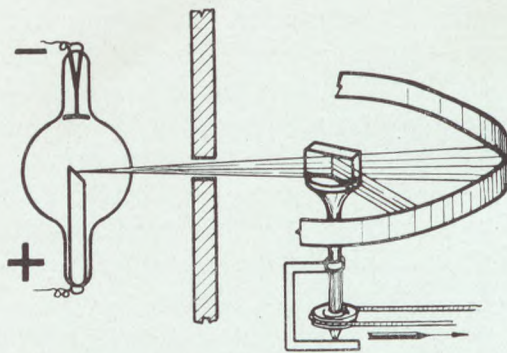
157. kép. A Moseley-féle spektrográf alapelve.

lyel nevezetes ercdményeket ért el. A *forgókristályos* röntgen-spektrográf alapelvét nagyon szemléletesen mutatja a 158. kép. Ezen a fényképezőlemezt kör alakban maghajlított filmszalag helyettesíti.

Hasonló alkatú spektrográfokat szerkesztett SIEGBAHN is, FRIMAN nevű munkatársával együtt (1916): ők meg egy *heliosztát* óraszerkezetével forgatták a kristályt. E készülékkel több elem *K* és *L* színeképvonalait vizsgálták meg. Néhány fényképfölvételt láthatunk a 159. képen. A vonalak nagyon szép élesek. Meg van jelölve

a közvetlenül áthaladó sugár helye is: a nullavonal vagy alapvonal, amelyre a visszaverődési szög mérése véget van szűkség. (Az alapvonal a kép bal szélének közelében van.)

Ha a fényképfölvételekből egy színeképvonal hullámhosszúságát ki akarjuk számítani, akkor szükségünk van a



158. kép. De Broglie M. forgókristályos spektrográjának alapelve.

sugár visszaverődési szögére. Ezt a régebbi spektrográfokban — eltekintve BRAGG eszközétől — többnyire távolságmérés útján határozták meg. E módszer alapelve a következő. Keskeny résen át közelítőleg párhuzamos sugárnyaláb esik be, mely a reá merőleges síkot (fényképezőlemezt) az A pontban



159. kép. A Siegbahn és Friman-féle spektrográffal készült fölvételek.

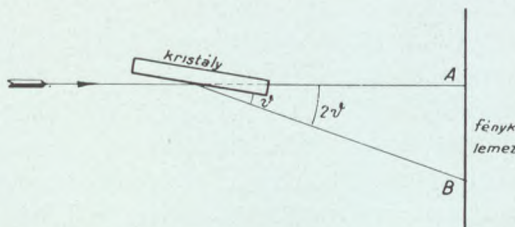
döfi át, ha a kristály nincs útjában (alapvonal, 160. kép). A kristályról visszaverődő hullámú sugár pedig a síkot a B pontban éri el. Az AOB szög az eltérítési szög (2ϑ), amelynek éppen fele a visszaverődési szög (ϑ). Az AOB derékszögű háromszögben

$$\text{tangens } (2\vartheta) = \frac{AB}{OA}.$$

A jobboldali hányados ismeretes, mert az AB és OA távol-

ságot meg tudjuk mérni. Tehát nem kell mást tennünk, mint egy táblázatból kikeresni, hogy mekkora a neki megfelelő szög; ennek fele a ϑ . Ilyen módon határozták meg a visszaverődési szöget DE BROGLIE, SIEGBAHN és FRIMAN, továbbá lényegében véve MOSELEY is.

A forgókristályos spektrográffal szemben első pillanatra kételyeink támadnak. Ha ugyanis a beeső nyaláb csak egy kicsit is széttartó, akkor egyes sugarak a kristálynak más állásakor más helyéről is verődnek vissza ugyanakkora szög

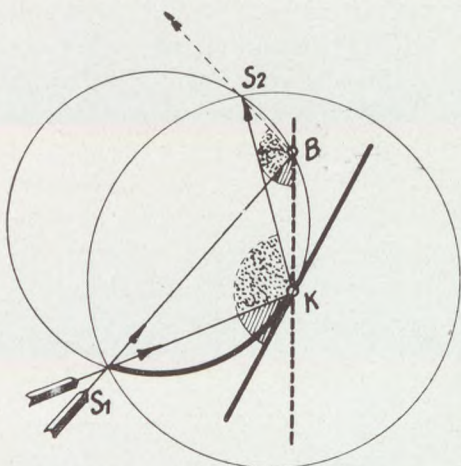


160. kép. A visszaverődési szög megmérése. (A beesés helye a kristályon O).

alatt. Azt gyaníthatjuk tehát, hogy ezek a sugarak a filmnek más és más helyére esnek, és így egyetlen színképi vonal helyett egész vonalcsoporthoz kapunk. Ez valóban megtörténhetnék, ha nem lennének elég óvatosak és nem lennének tekintettel BRAGG nevezetes tételére, amelyet a forgókristály sugárgyűjtő tulajdonsága néven állapított meg. Íme: a forgókristály nemcsak hogy nem szórja szét az azonos hullámú sugarakat, hanem éppen ellenkezőleg egy helyre gyűjti össze, ha egy egyszerű föltételt teljesítünk a spektrográf szerkesztésében. E föltétel a

következő : a rés és a fényképező film mindig egyenlő távolságra legyen a visszaverő kristálylap forgási tengelyétől ; más szóval : a rés legyen rajta a film által meghatározott körön, amelynek középpontjában áll a kristálylap forgási tengelye. Ha fény-

képezőlemezt használunk, ennek csak arra a kis darabjára kell e föltételnek teljesülni, amelyre éppen fényképezünk.

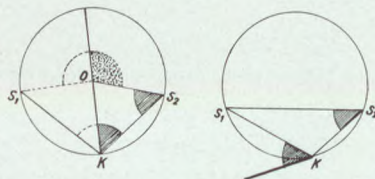


161a. kép. A Bragg-féle sugárgyűjtés.

A 161a. kép világosan mutatja, hogy e föltétel teljesülésekor sugárgyűjtés van. Jelölje S_1 a részt, S_2 pedig a film egy pontját. Állítsuk a kristályt úgy, hogy a K forgási tengely helyén visszaverődő sugár S_2 -ben érje el a filmet. Most rajzoljunk egy olyan kört, amely az S_1 , K és S_2 pontokon megy át. Ennek érintője

lesz a kristály eredeti helyzetében. (Itt használjuk föl, hogy a rés és film egyenlő távolságra van a forgási tengelytől.) Ez a nagy kör azonban az elfordított kristályt a B pontban metszi. Minket most az érdekel, hogy mi lesz a sorsa annak a sugárnak, amely a B pontban esik a kristályra. E sugár beesési szöge éppen akkora, mint a K pontban beesőé. Hiszen jól ismert geometriai tétel az, hogy mindazok a szögek, amelyeknek csúcsa egy kör kerületén van és szárai közé ugyanakkora körív esik, egyenlők, még akkor is, ha egyik szög valamelyik szára a kör érintője, nem húrja.* Már pedig a két bevonalkázott

* E tételt elég bebizonyítani a 161b. képen megjelölt esetben. A K csúcsú kerületi szög jobboldali részét bevonalkáztuk. Ez egyenlő az S_2 csúcsú szöggel, hiszen az $O K S_2$ egyenlőszárú háromszög. Másrészt az O középponti szög (bepontozva) e háromszögnek egyik külső szöge, amely egyenlő a háromszög két bevonalkázott szögének összegével. Tehát a K csúcsú szög fele az O csúcsúnak. Hasonló tétel igaz a K csúcsú szög baloldalára is, tehát az egész kerületi és középponti szögre. Természetesen odébb tolhatom a K csúcsot a kör kerületén : a kerületi szög továbbra is fele marad a változatlan középponti szögnek. Vagyis a kerületi szög is változatlan marad. Legfeljebb akkor támadhat kételyünk, ha a kör középpontja nem esik a szög szárai közé. Ekkor kiegészítjük a szöget az előbbi módon, s erre alkalmazzuk a tételt. Még külön kell foglalkozni azzal az esettel, mikor a kerületi szög egyik szára a körnek érintője (161c. kép). Ez esetben a tétel érvényes-



161b. és c. kép. A kerületi és középponti szögek kapcsolata.

szög szárai közé ugyanaz a vastagon kihúzott S_1K ív esik. Természetesen ugyanekkora lesz a B -nél lévő visszaverődési szög is. De mit mondhatunk ezután a beeső és visszavert sugarak által közbezárt szögekről, melyeknek csúcspontja a B és K . (Bepontozott szögek.) Nyilvánvaló, hogy ezek is egyenlők egymással, hiszen mindegyik 180° -os szögből marad meg, ha elveszük belőle a beesési (bevonalkázott) szög kétszeresét. Ezek azonban a nagy kör kerületén fekvő kerületi szögek. Tehát egyenlőség esetén száraik között egyenlő ívdarabnak kell lenni: vagyis a B -ből visszavert sugárnak az S_2 ponton kell átmenni. Íme igazoltuk, hogy az elfordított kristályról ugyanakkora szög alatt visszaverődő sugár a filmnek mindig ugyanarra a helyére esik. Persze a szögek egyenlősége miatt ugyanaz lesz a visszavert sugár hullámhosszúsága is. Ha az alapföltétel — rés és film egyenlő távolságra legyenek a forgási tengelytől — nincs teljesítve, akkor a sugárgyűjtés sem teljesül.

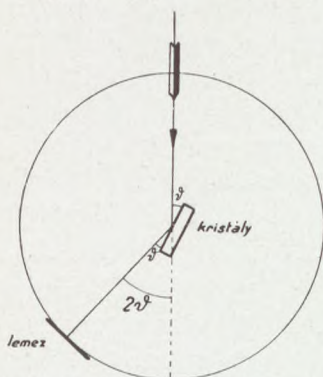
A sugárgyűjtésnek nagy előnye, hogy a kristály felszíni hibáiból származó zavarokat kiküszöböli. Ugyanis egy bizonyos hullámú sugár a hibás helyről forgás közben csak egy pillanatig verődik vissza szabálytalanul, ellenben a megvilágítási idő nagyobb része alatt más helyekről mindig szabályszerűen: tehát a zavar elenyésző csekély. Ezenfelül a színek nagy része a felvétel egész ideje alatt ráesik a filmre és kifejti hatását, mert a beeső nyaláb széttartó. Ha szigorúan párhuzamos sugarakból álló nyaláb esik a kristályra, akkor a gyűjtőtulajdonságnak semmi jelentősége sincs, mert minden kristályállás-kor más és más hullámú sugár verődik vissza, más és más irányban. Éppen ezért egy bizonyos színekpi vonal nem esik állandóan, a forgatás egész ideje alatt a filmre, hanem csak akkor, ha a beesési szög éppen megfelel neki. Ezért a Röntgenspektroszkópiában többé-kevésbé széttartó sugárnyalábot használnak.

DE BROGLIE felhasználta a kristály gyűjtő tulajdonságát spektrográfiájában. Igaz, hogy a Röntgen-sugarakat fényképezőlemezre ejtette, nem meghajlított filmre, de az esztergapadra szerelt alkatrészek távolsága oly nagy volt, hogy a lemez majdnem összeesett a körívvel. Ugyancsak teljesült a sugárgyűjtés föltétele SIEGBAHN és FRIMAN, továbbá MOSELEY eszközében is.

sége következik az előbbiekből. Ugyanis bármilyen közel toljuk is a kerületi szög csúcsát (S_2) a szárai közé eső ív egyik végéhez, a tétel mindig érvényes. Nyilvánvaló tehát, hogy akkor is fennáll, ha a szög egyik szára érintő lesz, a másik meg húr marad.

67. A Siegbahn-féle spektrográfok. Az említett első kísérlet után kezdte meg tulajdonképen SIEGBAHN a Röntgen-spektrográfok hosszú és változatos sorozatának megszerkesztését. Készülékeivel hihetetlen pontossággal tudta megmérni a Röntgen-sugaraknak amúgy is kicsiny hullámhosszúságát.

A készülékek alapelve. SIEGBAHN a most leírandó készülékeiben tulajdonképen a Bragg-féle módszert követte és a sugárgyűjtés föltételének is eleget tett (162. kép).



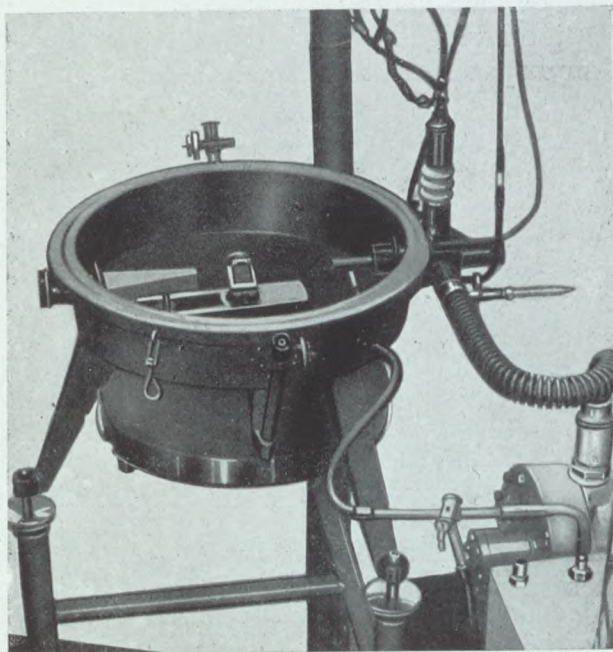
162. kép. A Siegbahn-féle spektrográf alapelve.

Azonban az ionos kamra helyett fényképezőlemez használt és a visszaverődési szög megmérésére új módszert alkalmazott. Eszközeit igen gondosan készítette. E körülményeknek köszönhetette szép eredményeit. Előbb az eszközök szerkesztésével ismerkedünk meg, hogy annál könnyebben megérthessük Siegbahn mérési módszerét.

A készülékek leírása. Az első ilyenfajta Siegbahn-féle spektrográf 1916-ban készült. A 163. kép már egy újabb eszköz fényképe, melyen jól látható a készülék szerkezete. A nagy fémedény közepén van a kristály, tőle balra a fényképezőlemez, mely előtt a szórt sugárzás ellen védő tölcser nyugszik. Az edény oldalán egy újabb fémlámpa foglal helyet. Használat közben az edényre födelét is ráteszik. A sugárgyűjtési föltétel teljesül: ugyanis a fényképezőlemez és a lámpa előtt lévő rés egyenlő távolságra van a kristály forgási tengelyétől. Ez a távolság az eszköz egyik állandója. Az edény alatt van a fényképezőlemezdel együtt forgó finom körosztályzat, amelyet fémburok véd. Ez az osztályzat az edény falához elől és hátul odaerősített mikroszkópokkal olvasható le, a fémburok kis nyílásain keresztül.

Még nem mondtuk meg, hogy miért vannak a spektrográf alkatrészei nagy fémedénybe zárva. Egyrészt azért, hogy mindenféle szétszórt Röntgen-sugár ne juthasson rá a fényképezőlemezre, hiszen fátyolt okoz rajta; másrészt meg azért, hogy lágy Röntgen-sugárzás színeképét is le lehessen fényképezni. Ugyanis a 2 Å-nél hosszabb hullámú sugarakra már a levegő is elég veszedelemes: nagy mértékben elnyeli őket. Tehát ezeket légüres térben kell a kristályra ejteni. Ilyet meg a fémedényben könnyen előállíthatunk: csak ki kell szivattyúzni belőle a

levegőt. A lámpából kilépő sugárzás vékony alumínium- vagy aranyfüstlemezen keresztül jut az edény belsejébe. Szóval a lámpa erősen légritkított tere el van választva a spektrográf belsejétől, mert ebben nincsen szükség nagyfokú légritkításra. Itt elég egyszázad higanymilliméteres nyomásra ritkítani a levegőt. Ezért az edényt csak az előszivattyúval kapcsolják össze, míg a lámpát a nagy légritkítású szivattyúval. Az ilyen készülékeket *légüres Röntgen-spektrográfoknak* (vákuumspektrográfoknak) is nevezik. Megjegyzendő, hogy az első ilyen spektrográfot MOSELEY szerkesztette, melyben a sugárgyűjtés föltétele nem teljesült.

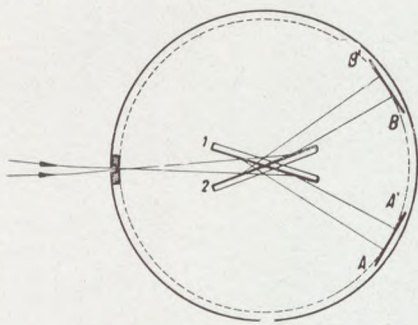


163. kép. A Siegbahn-féle vákuumspektrográf.

Az áthelyezési módszer. SIEGBAHN az új eszköz mellé új mérési módot is eszelt ki (1919). Az a gondolat vezette, hogy egy kisebb mennyiséget — itt $5-10^0$ -os szögekről van szó — pontosabban meg tudunk határozni, ha nem ezt a mennyiséget magát, hanem ennek a többszörösét mérjük meg és a megméréndőt osztás útján számítjuk ki. Így például egy inga lengési idejét nagyon pontosan meghatározhatjuk úgy, hogy 50—100 lengés idejét mérjük és ezt az időt elosztjuk a lengések számával. A korábbi eljárások szerint a Röntgen-színkép vizsgálatakor a visszaverődési szög kétszeresét mérték meg. SIEGBAHN észrevette, hogy csak a kristályt és a fényképezőlemez kell a beeső sugár másik oldalára átfordítani az eredeti állásukkal szimmetrikus helyzetbe (164. kép), s máris megmérhetjük a visszaverődési szög *négyszeresét*. Sőt ennek még egy másik

nagy előnye is van: nincs szükség az alapvonalra, a közvetlen sugárzás beesési helyére sem.*

A Siegbahn-féle elv gyakorlati megvalósítása a következő. A kristály 1 helyzetében készítünk egy fényképfölvételt az AA' lemezre. Majd elfordítjuk a kristályt ($180^\circ - 2\theta$ szöggel) a 2 helyzetbe, mikor a beeső sugár ugyanarról a határlapjáról verődik vissza, de más irányban, mint előbb. Tehát a fényképezőlemezt is át kell fordítani a BB' állásba. Most ismét



164. kép. A Siegbahn-féle áthelyezési módszer.

elkészítjük a fényképfölvételt. Ha a fényképezőlemez elfordítása a visszaverődési szögnek pontosan négyszerese volna, akkor egy kiválasztott színekpi vonal a BB' állásban éppen ráesnék az AA' helyzetben kapott vonalra. Ezt elérni nehéz. De nem is törekszünk rá. Elég elérni azt, hogy a második fölvételkor kapott vonal az elsőttől egy-két mm távolságra legyen. Ugyanis ismerve a lemez megfelelő helyé-

nek távolságát a forgási tengelytől, néhány mm hosszú körívnek megfelelő szög kiszámítható. Ez olyan törtrésze lesz a 360° -nak, ahányadrésze a vonalak távolsága a kör területének. Ezt a kis szöget vagy hozzáadjuk a lemez elfordítási szögéhez, vagy kivonjuk belőle a szerint, hogy a szükségesnél kisebb vagy nagyobb szöggel fordítottuk el; ez a vonalak helyzetéből mindig megállapítható. Ismerve a visszaverődési szög négyszeresét, ezt még néggyel kell osztani, hogy célhoz érjünk. Így azután a visszaverődési szögre eső hiba csak negyedrésze lesz annak, amelyet a mérés közben elkövettünk. Ezt a mérési eljárást *áthelyezési módszernek* is nevezik.

A mondottakból kiviláglik, hogy a lemeztartó elfordítási szögét kell ismernünk igen nagy pontossággal. E szög lemérésére való az edény alatt elhelyezett nagy körosztályzat, amelyet úgy készítenek, hogy két vonala közé egy foknak 12-ed része esik. Ez a nagy körosztályzat az edény belsejébe nyúló kúpos csiszolathoz van erősítve a belső lemeztartóval együtt és e csiszolattal forgatható. Az elfordulási szöget — mint említettük, — két mikroszkóppal lehet leolvasni. A leolvasás pontossága

* Elvileg hasonló módszert használt Cornu már 1874-ben, mikor üvegráccsal az ibolyántúli színekben végzett méréseket.

meglepő: az elfordulási szöget 1—2 szögmásodpercenyi hibával meg lehet határozni. Ez a nagy körosztályzat a lelke az egész Siegbahn-féle eszköznek (165. kép).

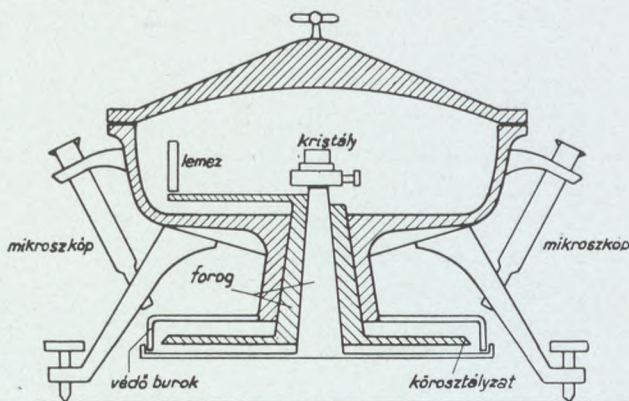
De említettük, hogy a kristályt is forgatni kell. Ennek az állása azonban csekély fontosságú. Ha a kristályra kissé szét-tartó nyaláb esik és a forgási tengely helyén ráeső sugár csak közelítőleg éri is a kívánt szög alatt, akkor sincsen semmi baj: hiszen segít a Bragg-féle elrendezés sugárgyűjtő tulajdonsága.

A kristály más helyéről verődik ugyan vissza a kívántsugár (nem a tengelyből), de a fényképezőle-meznek pontosan ugyanarra a helyére esik, mintha a helyes kristály-álláskor a tengelyből jutna oda.

Így azután a kristály elfordítási szögére sem kell nagy gondot fordítani: elég közelítőleg helyes állásba juttatni. Az elfordulását mérő szögosztályzatnak sem kell nagyon finomnak lenni. Ez az osztályzat közönséges fokosztályzat, amely noniuszokkal olvasható le és az előbbi finom osztályzat külső védőburkolata gyanánt is szerepel. Maga a kristály szintén egy csiszolat végén áll, amely az előbbin keresztül nyúlik az edény belsejébe. Ez a csiszolat a noniuszokkal együtt persze kívülről forgatható, miközben a fokosztályzat áll (165. kép).

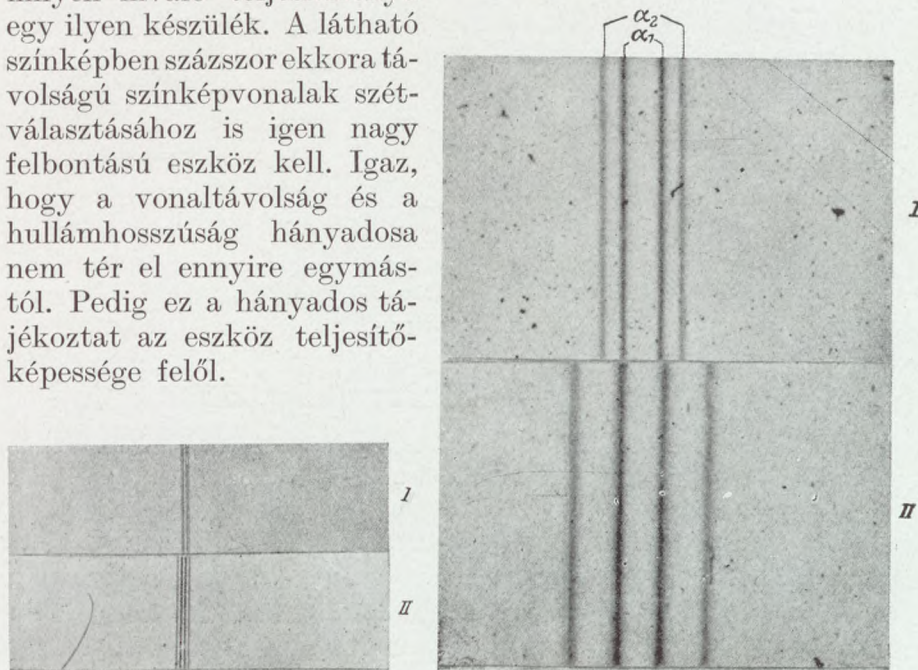
Igen nagy gond fordítandó arra, hogy a kristály visszaverő határlapja összeessen a forgási tengellyel. Ezért a kristálytartót úgy készítik, hogy a kristály a vízszintes síkban eltolható, továbbá úgy vízszintes, mint függőleges tengely körül forgatható legyen. A kristály pontos beállítására külön mikroszkópot használnak, amelyet a nyitott edényre a kristály fölé állítanak. Ezzel el lehet érni, hogy 1/1000 mm pontossággal beleessen a forgási tengely a visszaverő határlapba.

A 166. képek az ismertetett Siegbahn-féle spektrográffal készültek. Balról van az eredeti fölvétel másolata, jobbról pedig ennek tízszeres nagyítása. E képeken a réz $K\alpha$ sugárzásának



165. kép. A Siegbahn-féle spektrográf keresztmetszete.

a színeképét látjuk, amely egymáshoz közeleső két vonalból áll: egyik a $K\alpha_1$, a másik a $K\alpha_2$ vonal. Az egyik ($\alpha_1\alpha_2$) pár az első, a másik pedig a második kristály- és lemezálláshoz tartozik. A két vonal hullámhosszája körülbelül 0.004 Å-mel különbözik egymástól. És mégis különválaszthatók a Röntgenspektrográfban. Ez a körülmény már világosan mutatja, hogy milyen kiváló teljesítményű egy ilyen készülék. A látható színeképben százszor ekkora távolságú színeképvonalak szétválasztásához is igen nagy felbontású eszköz kell. Igaz, hogy a vonaltávolság és a hullámhossz hányadosa nem tér el ennyire egymástól. Pedig ez a hányados tájékoztat az eszköz teljesítő-képessége felől.



166. kép. A Siegbahn-féle spektrográffal készült fölvételek.

Fölbontás. Feltűnően látszik a képeken, hogy a magasabbrendű színeképekben mennyire távolodnak a vonalak egymástól. E körülményt úgy jelölik meg, hogy a *magasabb rendben növekszik a spektrométer felbontása*. Ez könnyen megérthető. Ugyanis jelöljük a $K\alpha_1$ hullámú vonalhoz tartozó visszaverődési szöget $\vartheta\alpha_1$ -gyel, akkor fölírhatjuk, hogy

$$\lambda\alpha_1 = 2d \sin \vartheta\alpha_1.$$

A szomszédos hosszabb hullámú $K\alpha_2$ vonalhoz már nagyobb visszaverődési szög is tartozik: $\vartheta\alpha_1 + \Delta\vartheta$. Vagyis

$$\lambda\alpha_2 = 2d \sin (\vartheta\alpha_1 + \Delta\vartheta).$$

Kérdés, hogy a másodrendű színeképben is ugyanez a $\Delta\vartheta$ különbség lesz-e a visszaverődési szögek között. Nem!

Ugyanis a 90° -ú ($\pi/2$) szöghöz közeledve, a sinus-függvény értéke mind lassabban növekszik. Tehát a másodrendben az α_1 vonalhoz tartozó visszaverődési szöget már a 1° -nál nagyobb szöggel kell megnövelni, hogy az α_2 -nek megfelelő visszaverődési szöget megkapjuk. Igen, de ekkor a két szomszédos sugár visszaverődési iránya nagyobb szöggel tér el egymástól, mint az előbbi. Mégpedig annál inkább, minél magasabb rendbe megyünk.

E képek alapján meg is lehet mondani, hogy mire képes a nagyobb Siegbahn-féle spektrométer, melyben a szembenálló rés és lemez távolsága 365 mm, a rés szélessége 0.025 mm. Ez a készülék mészpátkristállyal a réz K sugárzásának tájékán (1.537 Å) az első rendben már éppen szétválaszt két olyan színekponton, amelyeknek hullámhossza 0.0004 Å-mel tér el egymástól. E számokból látjuk, hogy az Ångström-egység egy kicsit már nagy a Röntgen-sugarak körében, hiszen igen kicsiny törtrészére is szükség van. Ezért SIEGBAHN bevezette az X egységet a következő egyenlet alapján:

$$1 \text{ Ångström} = 1000 X,$$

tehát

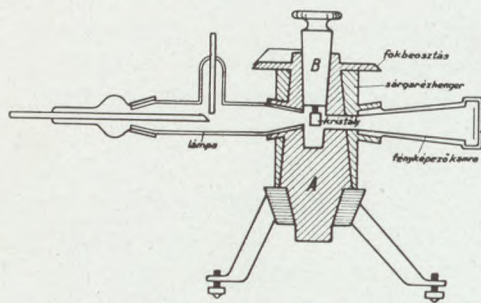
$$1 X = 1/1000 \text{ Ångström}.$$

Így azután azt mondhatjuk, hogy a fentebbi körülmények között szétválasztott vonalak hullámhosszának különbsége $0.4X$.

Mérési tartomány. Az ismertett Siegbahn-féle spektrográf a színeknek 1.5 és 2 Å. közé eső tartományában minden nehézség nélkül használható. Hosszabb hullámok körében azonban már baj van. Ugyanis tudjuk, hogy a lámpa nyílását, melyen keresztül a sugárzás az edénybe jut, vékony alumínium- vagy aranyfüstlemezrel kell elválasztani az edénytől, mert ebben csekélyebb a légritkítás. Éppen ez a hártya csinál bajt a hosszabb hullámok körében. Ugyanis a tapasztalat szerint 7μ vastag alumíniumhártya már 2 Å-ön felül kezdi elnyelni a sugárzást, 6-tól 8 Å-ig pedig alig enged át valamit, majd 8 Å-ön felül egészen 13 Å-ig ismét használható. Tehát ha a hosszú hullámok körében mérünk, nincs más hátra, mint az egész spektrográfot a lámpával megegyezően kiszivattyúzni és a kártékony hárttyát félretenni. Igaz, hogy ilyenkor is el kell takarni valamivel a lámpa nyílását, hogy az izzókatód fénye ne jusson a lemezre, de erre elég 0.5μ vastagságú alumíniumhárttya is, amelynek sugárelnyelése már jóval kisebb az előbbi-

nél. Íme ilyen esetben jó szolgálatot tehet egy oxidkatódos vagy gáztartalmú (hideg katódos) lámpa, mert ennek katódja nem világít.

Azonban könnyen beláthatjuk, hogy egy nagytérfogatú fémedényben a Röntgen-sugárzáshoz szükséges légritkítást elérni és fenntartani nehéz feladat. Éppen ezért SIEGBAHN és THORAEUS (1926) egészen elhagyták a nagy fémedényt és egy kis térfogatú, könnyen kiszivattyúzható spektrográfot szerkesztettek.



167. kép. Kis térfogatú kiszivattyúzható spektrográf.

Ez azután korlátlanul használható az egész hosszú hullámú tartományban (sőt a belső rések alkalmas elhelyezésével a rövid hullámok körében is). A spektrográf törzse egy közepén kivájt acélcsiszolat (A), mely lefelé szélesedik (167. kép). Ebbe fölülről nyúlik bele a kristályt tartó magcsiszolat (B); baloldalán meg a lámpa csiszolata

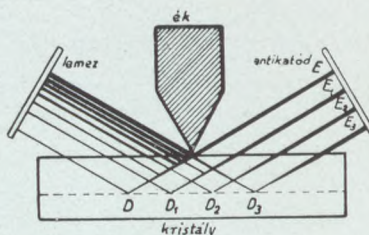
hatol bele. Az egész acélkúpot körülveszi egy jól hozzásimuló sárgarézhenger, amely forgatható körülötte és amelynek oldalába illeszthető be a fényképezőkamra. Ennek hosszúságát toldalékcsővekkel tetszés szerint lehet növelni. Az elmondottakból látszik, hogy ez a spektrográf csak összehasonlító mérésekre való: hiszen hiányzik róla a nagyszerű szögosztályzat, csak a kristály állásának leolvasására van rajta fokbeosztás.

Most még az a kérdés vetődik fel, hogy vajjon lehet-e használni az előbbi nagy pontosságú Siegbahn-féle spektrográfot a keményebb sugarak mérésére is, amelyeknek hullámhossza 1.5 \AA alatt van. Első pillanatra ennek semmiféle akadályát nem látjuk. De rögtön gondolkodóba esünk, ha a sugárgyűjtés föltételére gondolunk. Ez a föltétel csak a kristály ideális (geometriai) határlapjára teljesül és nem is teljesülhet másra. De a Röntgen-sugár meg behatol a kristály belsejébe, keresztüljárja az atómsíkokat és annál mélyebben fekvő atómsíkokról verődik vissza még életképesen, minél keményebb. (Igaz ugyan, hogy a visszaverődésben komolyan résztvevő atómsíkok mélységét csak $1/1000$ — $1/10,000$ mm-re becsülik.) E mélyebben fekvő atómsíkokról visszaverődő sugarak elmosódottá teszik a Röntgen-színképi vonalakat. (Különben a sugárgyűjtés föltétele sem teljesül rájuk.) Nagyon jól látszik ez a

168b. képen. Igen keskeny résen ejtsünk be hajszálvékony sugárnyalábot: ez a visszaverődés után zászlóvá szélesedik ki. Ha a sugár lágyabb, a kristály meg nehéz elemekből áll, akkor a zászló szélessége is csekély, a színeképi vonal elég éles, mert a beeső sugár nem hatol mélyre az atómsíkok közé. Kemény sugarak esetén nem így áll a dolog. A forgókristályos módszeren tehát változtatni kell valamit, ha a színekép rövid hullámú részében is éles vonalakat akarunk kapni. Ezt megtette SEEMANN.

68. A Seemann-féle spektrográfok. SEEMANN fölalta a Bragg-féle forgókristályos eljárás alapelvét: a sugárgyűjtés föltételét és a rést a kristály közelében többféle szellemes módon elhelyezve, új spektrográfokat szerkesztett.

Az é k m ó d s z e r. Egyik eljárása abban áll, hogy a kristály közvetlen közelébe egy tompa éket tesz, mely ólomból, wolfram-ból vagy más nagy rendszámú elemből készül (168a. kép). Az ék éle igen közel van, esetleg egészen hozzá is símul a kristályhoz. A tulajdonképeni egyetlen rést most egyik oldalról az ék éle, a másik oldalról pedig az a belső atómsík határolja, amelyről már számbavehető sugárzás nem verődik vissza. Ha e résre széles sugárnyaláb esik is, ennek csak egy kis töredéke vesz részt a visszaverődésben, mégpedig az a nyaláb, amelyet az E és E_3 sugarak határolnak. A nyaláb többi részét fölfogja az ék vagy áthalad a kristályon a nélkül, hogy visszaverődött sugarat küldene a baloldali sugárkévébe. Ebben áll a Seemann-féle ékmódszer (1916).

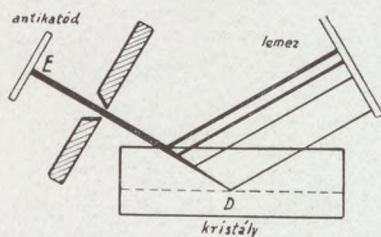


168a. kép.

A Seemann-féle ékmódszer.

Nézzük csak most, hogy mi lesz a sorsa az egyes beeső sugaraknak. Az E sugár behatol a kristályba egészen a D pontig — persze közben folyton gyengül — és zászlószerű nyalábbá kiszélesedve verődik vissza, melynek az ék felé eső széle a legerősebb. Ugyanez a sorsa az E_1 sugárnak is, de ennek zászlója már nem lesz olyan széles és erőteljes, mert éppen a legfelső atómsíkról visszaverődő sugárzást fogja fel az ék. Hasonlóan viselkedik a E_2 és E_3 sugár is. Az összes visszaverődő sugárkévék felső oldala mindig erősebb, mint az alsó, tehát az összetett sugárkéve felső oldala is sokkal erősebb, mintha egyetlen vonallal megjelölhető vékony sugárnyaláb, például

az E esett volna kristályra. A visszavert sugárnyalábnak felső oldala a fényképező lemezre erősen hat, másrészt egyik felől határolja a tompa ék, ezért a kapott színeképi vonal elég keskeny és egyik oldalán élesebben határolt lesz, mint a másikon. A beesés szögét egyszerűen úgy lehet megváltoztatni, hogy elfordítjuk a kristályt az ékkel együtt az ék éle mint tengely körül. (Különben nem is szükséges, hogy az ék éle összeessék a forgási tengellyel.) Nagy előnye e módszernek, hogy bármilyen



168b. kép. A Seemann-féle sötétkamra-módszer.

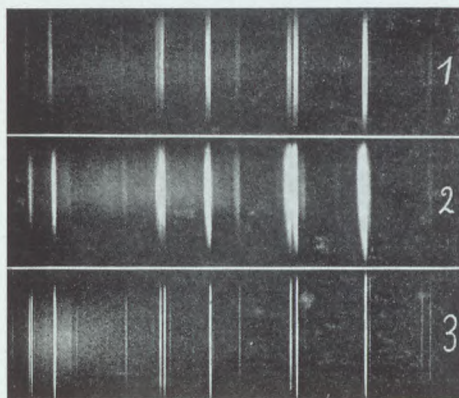
kicsiny kristály jó hozzá. Továbbá az, hogy a kristályt a Röntgen-lámpához egészen közel lehet tenni, minek következtében a beeső, meg a visszavert sugár is erős, tehát fényképezéskor rövid megvilágítási időre van szükség. A sugárgyűjtés feltétele nem teljesül. Ha ennek is eleget akarunk tenni, akkor nem lehet a kristályt a lámpa közelébe helyezni.

A sötétkamra-módszer. Az ékmódszerrel nem fokozhatjuk a vonalak élességét olyan mértékben, mint szeretnénk. De elérte ezt SEEMANN az által, hogy a rést *nem a beeső, hanem a visszavert sugarak útjába tette* (1916). Nézzük csak, miféle előnyöket rejt magában ez az egyszerű lépés. Éppen az előbb említettük, hogy egy keskeny résen át a kristályra eső igen vékony sugárnyaláb visszaverődés után zászlószerűen kiszélesedik (168b. kép). SEEMANN észrevette, hogy ez a kiszélesedés elkerülhető, ha megfordítja a sugarak útját. Ő tehát zászlószerűen engedte beesni a sugarakat és a résen keresztül engedte visszaverődni. A résen átjutó visszavert sugárnyaláb olyan keskeny lett a beesőhöz viszonyítva, mint a zászló nyele a lobogójához képest. Ez az egyetlen rés van a készülékben. Az egész eljárás emlékeztet bennünket a közönséges sötétkamrára. Ennek is egy átlátszatlan lemezen lévő kis nyílás a legfontosabb része, amely a tárgyak egyes pontjaiból jövő széles fénynyalábból csak egy keskenyet, majdnem csak egyetlen fénysugarat enged át. Méltán nevezhetjük tehát az említett Röntgen-színeképvizsgálati eljárást *sötétkamra-módszernek*.

E módszernek nagy előnye, hogy bármilyen mélyre hatolnak is a beeső sugarak a kristály testébe, bármilyen sok atómsík vesz is részt a visszaverődésben, mégis éles, mindkét oldalon jól határolt színeképvonalakat kapunk a fényképezőlemezen. Ez a módszer tehát különösen alkalmas a Röntgen-színekép rövidhul-

lámú részének a tanulmányozására, ahova a legtöbb nehéz fém K sugárzásának színekp vonalai esnek, sőt az L sugárzásé is. Bizonyos tekintetben hátránya a módszernek, hogy több cm hosszú, jól kifejlődött és ezenfelül egyenletes kristályra van szükség — különösen kis beesési és visszaverődési szögek esetén. Hiszen ha csak egy kicsit változtatjuk is a visszavert sugár irányát, a visszaverődés helye jóval odébb tolódik. A sötétkamrás eljárás előnye, hogy lágy sugarakra is éppen olyan jól használható, mint keményekre, természetesen légüres térben. Szóval az egész Röntgen-színekpben megfelel. Éppen ezért mind szélesebb körben alkalmazzák az újabb Röntgen-spektrométerekben.

Az 168c. képen jól látható a sötétkamrás eljárás előnye az ékmódszerrel szemben. Mindhárom vonalsorozat a platina L sugárzásának tagjait ábrázolja. Az 1. és 3. kép a sötétkamrás módszerrel készült, de az 1. széles réssel, a 3. pedig keskenyvel. A 2. vonalsorozat az ékmódszerrel készült: a vonalak bal oldala elmosódott. Nem ha-



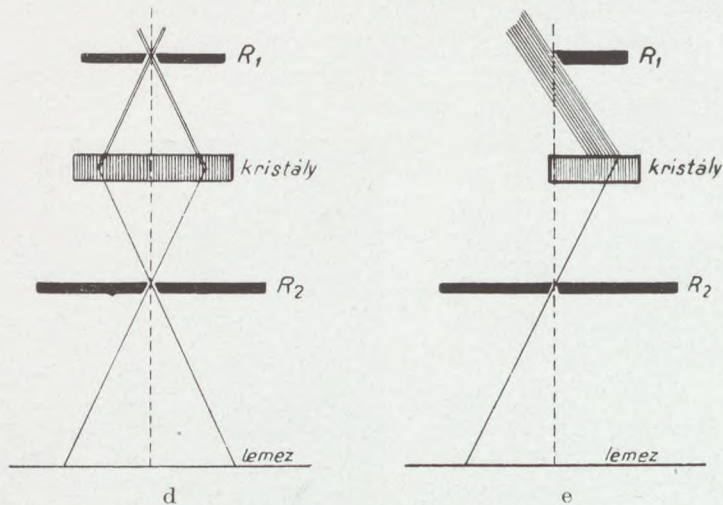
168c. kép. A sötétkamrás (1 és 3) és az ékmódszer alapján (2) készült fölvételek.

gyandó figyelmen kívül, hogy SEEMANN a fölvételekhez cukorkristályt használt, amelybe a sugarak mélyen behatoltak.

A z a b l a k m ó d s z e r. SEEMANN — talán ama gondolat-tól vezérelve, hogy ne legyen kénytelen nagy, jól kifejlett kristályok után kutatni — még egy új elvet eszelt ki FRIEDRICH társaságában (1919). Ez az új mérési eljárás különösen kemény sugarak körében használható. Egyúttal emlékeztet RUTHERFORD és DA ANDRADE módszerére, kik 1914-ben rádióaktív anyagok sugárzásának a hullámhosszát mérték. Ők a kristályt két rés között (R_1 és R_2) helyezték el (168d. kép). A felső résen át beeső sugarak a kristály belső atómsíkjairól verődtek vissza — akárcsak LAUE kísérlete alkalmával — és az alsó résen keresztül estek a fényképezőlemezre.

Ez az eljárás tulajdonképpen minden változtatás nélkül alkalmazható volna a Röntgen-sugarakra is. De nyilvánvaló, hogy a sugárzó energia kihasználása nem nagyon előnyös,

hiszen a beeső vékony nyaláboknak csak törtrésze verődik vissza. Növelni kellene hát a beeső nyalábot. Ez nagyon egyszerűen megy: el kell hagyni a felső nyílás egyik határolóját (168e. kép). Ekkor bőségesen esik a sugárzás a kristályra — akárcsak a sötétkamrás eljárásakor — tehát erősödik a visszavert sugár is. Minthogy a sugár a kristályon — mint egy ablakon — hatol keresztül és csak azután esik a lemezre, SEEMANN és



168d. és e. kép. Az ablakmódszer.

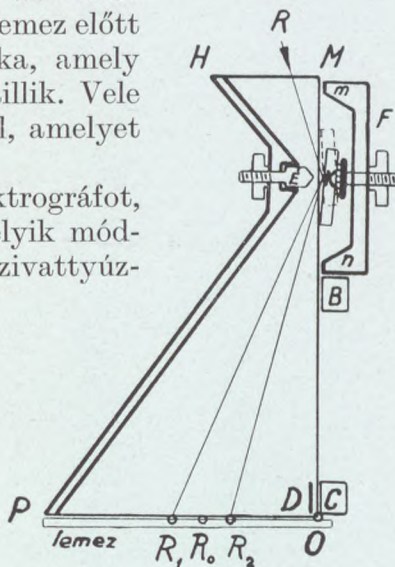
FRIEDRICH *ablakmódszernek* nevezték el az imént vázolt eljárást. (Transzmissziós módszernek is nevezik.) Önként fölvetődik a kérdés, hogy nem lehetne-e a felső ernyőt egészen elhagyni. Általában nem, mert nagy kiterjedésű sugárforrás esetén az R_2 résen közvetlenül áthaladó sugárzás esetleg zavarna.

Ha egy kissé szemügyre vesszük a 168e. képet, rögtön látjuk, hogy az ablakmódszer nagyon hasonlít a sötétkamráshoz. Az egyetlen fontos különbség közöttük csak az, hogy míg a sötétkamra eljárásakor a kristály határlapjának közelében fekvő atómsíkokról verődik vissza a sugár, addig most a kristály belsejében lévőkről: mind a beeső, mind a visszavert sugaraknak át kell járni a kristályt, tehát általában nagy a sugár-elnyelés. Éppen ezért szánták ezt az eljárást a kemény sugaraknak. A másik még fontosabb különbség az, hogy most nincsen szükség szép nagy kristályra, hanem jó akármilyen alakatlan kristálydarab is, különösen ha közel tesszük az alsó részhez. Csak a belső atómsíkoknak kell épnek lenni!

A spektrográf szerkezete. A Seemann-féle spektrográf lényeges alkotórészei láthatók a 169. képen. Igen fontos a párhuzamos síkokkal határolt és jól csiszolt ólom-üveglemez (MO), amelyhez csatlakozik a készülék alapváza ($MOPH$) (169. kép). Az \bar{E} a finom csavarral állítható ék; vele szemben van a kristálytartó (F), amely az m és n síksiszolatok alsó részével jól hozzányomható a lemezhez. A kristály helyzete ugyancsak finom csavarral változtatható. (Az MO lemez persze a kristály és az ék alatt húzódik.) Közvetlenül a fényképezőlemez előtt nyugszik a símára csiszolt C kocka, amely az MO lemezhez szintén jól hozzáillik. Vele szemben a baloldalon a D lemez áll, amelyet hozzá csiszolnak a C kockához.

SEEMANN a tulajdonképeni spektrográfot, amely csekély változtatással bármelyik módszer szerint használható, még kiszivattyúzható fémedénybe is tette, hogy a hosszabb hullámok körében is lehessen vele mérni (170. kép). A nagy edény előtt láthatók a különféle kristálytartók. A fényképezőlemez a nyílástól három különböző távolságban helyezhető el, melyek 7.5, 15 és 30 cm hosszúak, de szükség esetén toldalékkal 45 és 60 cm-re is növelhetők. Az edény alatt nagy szögosztályzat is van, hogy az eszközt a forgókristályos (Bragg—Siegbahn-féle) módszer szerint is lehessen használni. Ilyenkor az egész belső részt ki kell emelni az edényből és megfelelő toldalékkal ellátni, hogy a sugárgyűjtési föltétel teljesüljön.

A hullámhosszúság mérése. Ha a kristály állandóját (atómsíkok távolsága) ismerjük, még a visszaverődési szögre van szükség. Ennek meghatározása végett feltétlenül ismernünk kell a fényképező lemezen az úgynevezett *nullavonalat* vagy *alapvonalat*: a kristály határlapjával (ék- és sötétkamra-módszer) vagy a visszaverő belső atómsíkkal (ablakmódszer) párhuzamos sugár beesési helyét (171a. kép). Ennek ismerete után ugyanis ki tudjuk számítani a visszaverődési szöget. Az ékmódszer esetében nem kell mást megmérnünk, mint a kérdéses színképi vonalnak (R_0)

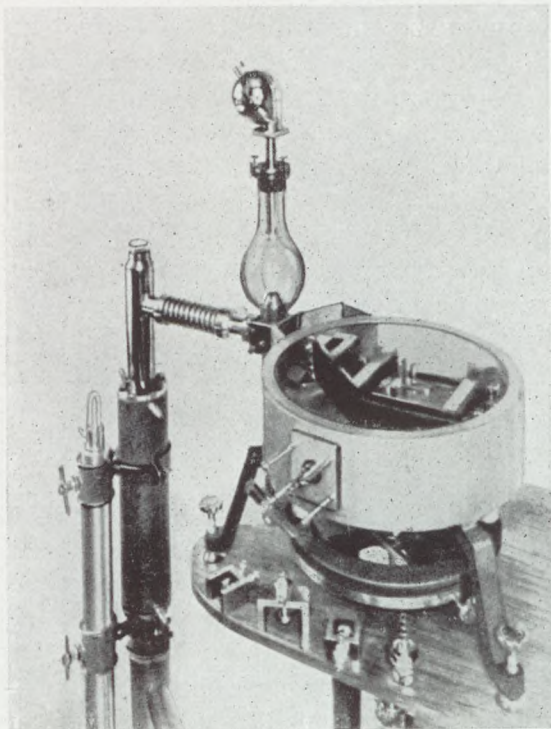


169. kép. A Seemann-féle spektrográf vázlatos képe.

és az éknek (E) a távolságát a nullavonaltól (O). Ezután

$$\text{tangens } \vartheta = \frac{OR_0}{OE}.$$

Ha pedig egy szög tangensét ismerjük, akkor táblázatból kiolvashatjuk a szög nagyságát is. Most már kiszámíthatjuk a hullámhosszat, ha még a kristály állandója is ismeretes. Egészen hasonló meggondolás érvényes a másik két eljárásra is.



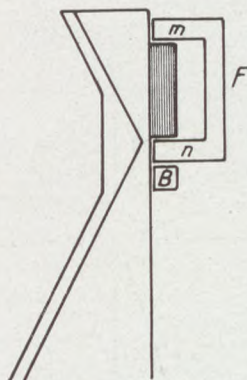
170. kép. A Seemann-féle vákuum-spektrográf.

Az alapvonalat a lemezen a következőképpen jelöljük meg: az éket úgy állítjuk, hogy éle majdnem összeesik az m és n csiszolatok síkjával. Ugyanilyen távolságra állítjuk a D lemezt is a C kockától. Beajtva most e finom réseken keresztül egy keskeny sugárnyalábot: megkapjuk a fényképezőlemezen az alapvonal helyét. Ez az eljárás a sötétkamrás és az ablakmódszer esetén is alkalmazható.

Az egész alapvonal-meghatározásnak azonban csak akkor van igazi értelme, ha

egy színekpvonaltól való felvételkor a kristály határlapja vagy a számbajövő atómsík beleesik az OM síkba vagy párhuzamos vele (169. kép). Mivel ennek megvalósítása nehéz vagy esetleg lehetetlen volna, ezért SEEMANN — VOGEL és WEBER kezdeményezésére — egy olyan *kristály-átfordítási eljárást* gondolt ki, amely fölöslegessé teszi a párhuzamosságra való törekvést (1926). Az ékspektrográfban ez az átfordítás a következőleg megy végbe. Az egész kristálytartót fölemeljük és vízszintes tengely körül elfordítjuk úgy, hogy m és n helyet cseréljenek és ismét hozzányomjuk az MO csiszolathoz. Hogy a

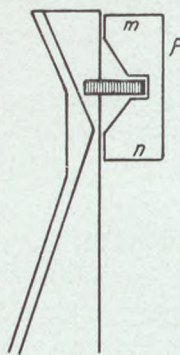
A két vonal a fényképezőlemezeken rendszerint egymáshoz közel esik s távolságukból meghatározhatjuk a visszaverődési szög kétszeresét. Ekkor ügyelni kell arra, hogy a kristályt pontosan 180° -kal fordítsuk el. Nem így Siegbahnnál! Még más átfordítási módok is lehetségesek, amelyeknek közös eredménye az alapvonal kiküszöbölése.



171b. kép.
A sötétkamrás
módszer.

Különféle Seemann-spektrográfok. Az egész Seemann-féle úgynevezett *univerzális spektrográf* látható a 172. képen. Alul helyezik el az előszivattyút, balról az erősen légritkító higanygőzös szivattyút. Ezt egy tombakcső köti össze a Röntgen lámpával, amelyet a nagy fémedényhez erősítenek. Mellette jobbról látható a tulajdonképeni spektrográf, amely az alatta lévő óraszerkezetre erősíthető, ha arról van szó, hogy a beesési szög változtatása céljából a Röntgen-lámpa előtt ide-oda mozogjon. Ez az elrendezés látható az 173. képen. Egészen hasonló ehhez az a Seemann-féle spektrográf, amelyet az orvosi gyakorlatban a röntgenszínkép *rövidhullámú határának* meghatározására használnak (174 kép). Ugyanis ebből — amint már tudjuk — könnyen ki lehet számítani a csúcsfeszültség értékét. A háromlábú állványon óraszerkezet nyugszik, amely a fölötte lévő hosszúkás ólomfalú dobozt — melyben a tulajdonképeni spektrográf van — ide-oda mozgatja. Ezt a mozgatót egy szívgörbe alakú fémlemez végzi, amelyet az óramű tengelyére erősítenek és amely forgás közben szélével állandóan beleilleszkedik a felső ólomdoboz nyúlványába. A kamra végében helyezik el a kőso-kristályt, amelyet valamilyen védőburok légmentesen körülzár, hogy a nedvességtől védve legyen. Mivel éppen a színkép kemény tartományának a határát akarják e készülékkel megmérni, ezért a mérési elvek közül a sötétkamrás módszert alkalmazzák benne. A rés szélessége 0.1 -től 1 mm-ig változtatható. A kristályt egészen közel lehet tenni a Röntgen lámpához, minek következtében a megvilágítási idő csökken. A lemeznek a réstől való távolsága is változtatható.

Ezenfelül SEEMANN még a nagyon hosszú hullámok mérésére is alkalmassá tette univerzális spektrográfját. E célból



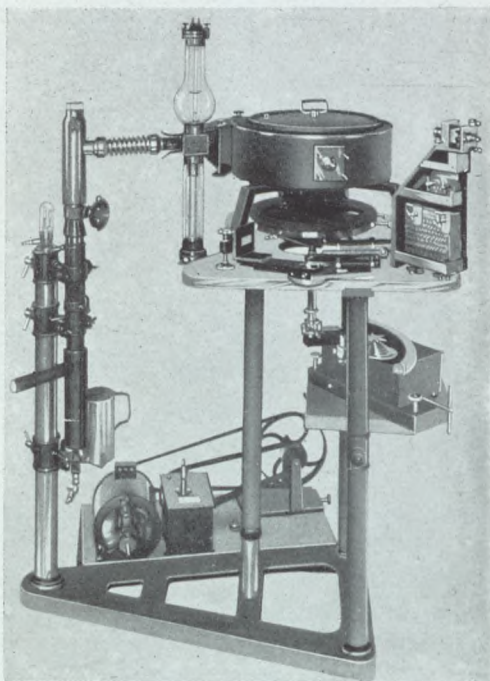
171c. kép.
Az ablak-
módszer.

a különböző mérési elvek szerint három különböző spektrográf-kamrát szerkesztett, amelyeket alkalmas foglalattal külön-külön rá lehet erősíteni a Philips-féle Röntgen-lámpára. Ennek meg nagy erős fémciszolata rátehető a Gaede-féle diffúziós szivattyúra. Tehát tulajdonképpen ez a szivattyú szerepel az egész készülék tartóoszlopa gyanánt.

69. A csőspektrográfok.

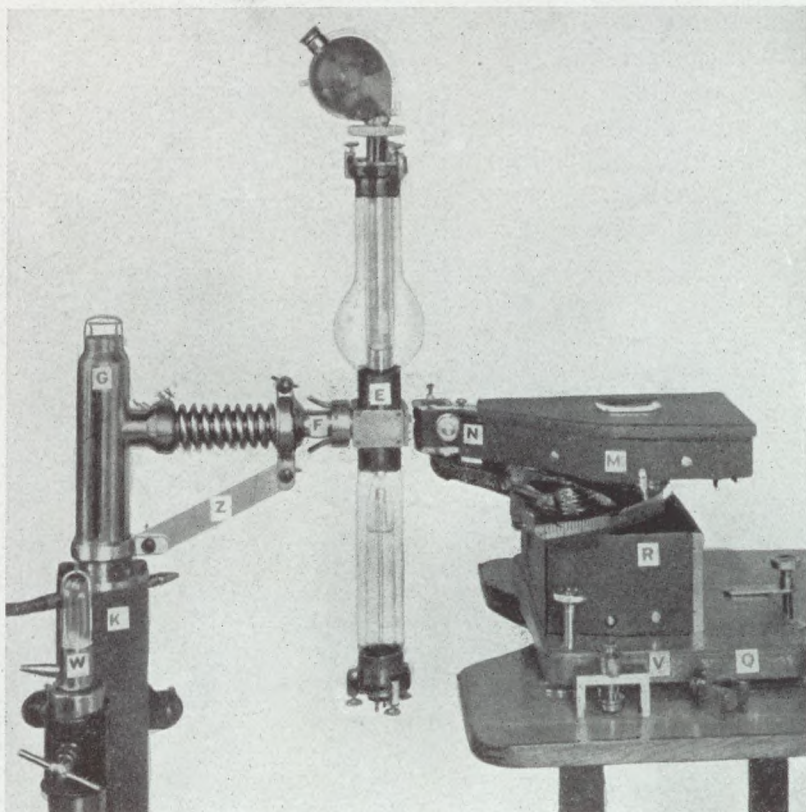
Már említettük, hogy a sötétkamra-módszer egyaránt alkalmas mind a kémény, mind a lágy színkép-részben való mérésre. Értethető tehát, hogy a legújabb úgynevezett *tubus-* vagy *csőspektrográfokban* e módszernek nevezetes szerep jutott. Különösen azért, mert a Siegbahn-féle kristály átfordítási és kamra-áthelyezési eljárást sikerült e módszer esetében is alkalmazni. Ezek a csőspektrográfok meglepően nagy felbontású eszközök (igen közeleső színképvonalakat választanak szét) és meglepően pontos szögméréseket lehet velük végezni.

A készülékek szerkezete. Egy Siegbahn-féle csőspektrográf a 175. képen látható, a Röntgen-lámpával és a szivattyúval együtt. A készüléknek három főrésze van (176. kép): az állvány (*C*), a nagy cső és a mikroszkópok (*B*) és végül a kristálytartó a finom körosztályzattal (*A*). Úgy az *A*, mint a *B* rész egymástól függetlenül forgatható közös tengely körül. Az osztályzaton 1 szögmásodperc leolvasható és 0.1 másodpercet még meg lehet becsülni. A nagy csőnek a kristály felé eső végén van a rés, a másik végében pedig a fényképezőlemez (sötétkamrás módszer). A spektrográf használható a 0.4—2 Å-ig terjedő tartományban, sőt ha a csőből a levegőt kiszivattyúzzuk, egészen 3.5 Å-ig is. A spektrográf akkor van helyesen beállítva, ha a



172. kép. A Seemann-féle univerzális spektrográf.

cső tengelye átmegy a kristálytartó forgási tengelyén és reá merőleges; továbbá a lámpa antikatódját éppen a gyújtófelületen dőfi át; ezenfelül a közös forgási tengely beleesik a kristály határlapjába. E követelmények megvalósítására



173. kép. A spektrográf mozgató szerkezete.

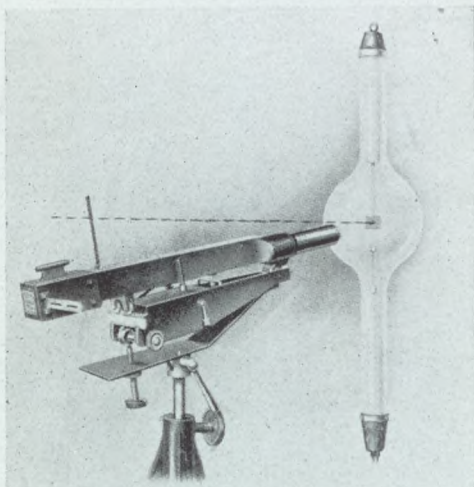
különböző segédeszközök tartoznak a spektrográfhoz. Pontosan meg lehet határozni a rés és a fényképezőlemez első határlapjának a távolságát is, amelyre méréskor szükség van. A résszélesség néhány századmilliméter.

A mérési eljárást először egy ideális esetben ismer-tetjük. Tegyük föl, hogy egy bizonyos hullámú sugár, amely a kristály első helyzetében a forgási tengely helyén éri a kristályfelületet, éppen a neki megfelelő szög alatt esik be. A cső meg úgy áll, hogy tengelye éppen a visszaverődés irányába esik, tehát a visszavert sugár keresztül jut a résen és a fényképezőlemezen fekete vonalat hagy. Most fordítsuk el a kristályt a második

helyzetbe, tehát fordítsuk el pontosan $180^\circ - 2\vartheta$ szöggel, a cső tengelyét meg állítsuk ismét a visszavert sugár irányába. Ekkor az új színeképvonal pontosan ráesik az előbbire s a ϑ lesz a keresett visszaverődési szög.

Természetesen ezt az ideális esetet nem tudjuk megvalósítani, tehát inkább lemondunk róla. Megelégszünk azzal, hogy a kristály határlapja a forgási tengelybe jutó sugárral csak közelítőleg zárja be a kívánt szöget (177a. kép).

Mivel a beeső nyaláb csekély mértékben széttartó, ebben az esetben is lesz egy olyan sugár, amely a kívánt beesési szög alatt éri el a kristályt, de nem a forgási tengelyben, hanem máshol. Állítsuk a csövet úgy, hogy ez a sugár jusson be a résen át a fényképezőlemezre (kihúzott vonal). Ez a sugár a forgási tengely helyéről visszavert sugárral egy kis szöget zár be, amelyet $\Delta\vartheta_1$ -gyel jelölünk. E szög éppen



174. kép. A színekp határának meghatározására való spektrográf.

akkora mint amekkorával eltér a kristály valódi állása a helyestől. Ugyanis a sugárzó pont, a forgási tengely, a második visszaverődés helye és a két visszavert sugár (a kihúzott és pontozott vonallal jelölt sugár) metszéspontja a Bragg-féle gyűjtőtulajdonság alapján egy kör kerületén fekszik. Mégpedig e körnek ugyanaz az ívdarabja esik valamennyi $\Delta\vartheta_1$ -gyel jelölt szög szárai közé, tehát e szögek egymással egyenlők.

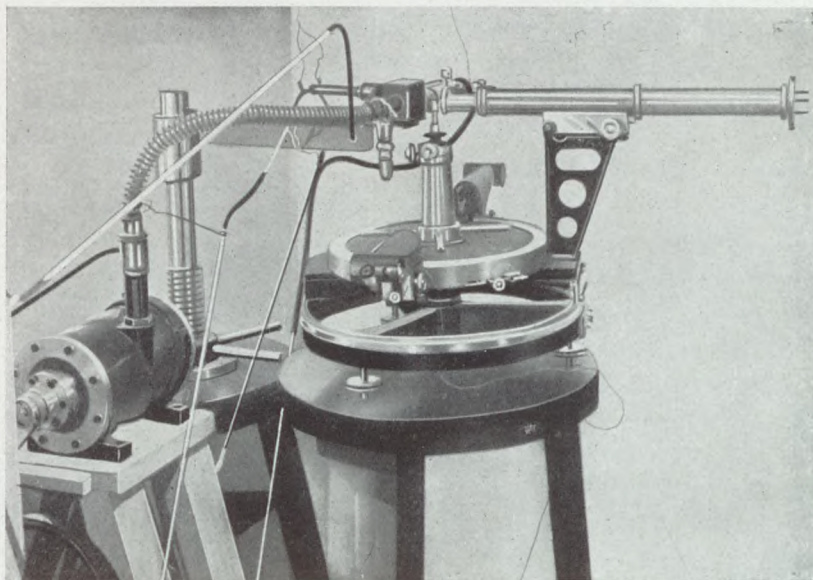
Az első fölvetel után elfordítjuk a kristályt ϑ_0 szöggel a második állásba (177b. kép) és a csövet is áthelyezzük a másik oldalra úgy, hogy ugyanaz a hullámú visszavert sugár ismét bejusson a résen át a fényképezőlemezre.* A kapott színeképvonal most kissé jobbra esik attól a vonaltól, amelyet a forgási tengely helyéről visszavert sugár okozna a lemezen. A két sugár által bezárt szög legyen most $\Delta\vartheta_2$. Ez ugyanakkora lesz, mint amekkorára szöggel most is eltér a kristály állása a helyestől.

* A csövet nem is szükséges áthelyezni, ha kicsiny a visszaverődési szög és elég nagy a lámpa gyűjtőfelülete. Esetleg a lámpát is odébb lehet tolni.

Ha a kristály teljesen szimmetrikus állásba kerülne az előbbivel, akkor a $\Delta\vartheta_1$ egyenlő lenne a $\Delta\vartheta_2$ -vel.

Tegyük föl, hogy a kristály mindkét esetben nagyobb szöget zár be a tengely helyére eső sugárral a kellőnél. Ekkor a kristály elfordítási szögéhez még hozzá kell adnunk az előbbi szögeket ($\Delta\vartheta_1$ és $\Delta\vartheta_2$), hogy ki tudjuk számítani a helyesen álló kristály elfordítási szögét. Ugyanis a 177b. képen látható, hogy a visszaverődési szög kétszerese a következőképpen nyerhető:

$$(24) \quad 180^\circ - [\vartheta_0 + (\Delta\vartheta_1 + \Delta\vartheta_2)] = 2\vartheta.$$



175. kép. Siegbahn-féle csőspektrográf.

Ez utóbbi képletből látszik, hogy a visszaverődési szög csak akkor számítható ki pontosan, ha a $\Delta\vartheta_1$ és $\Delta\vartheta_2$ összege ismert. Ugyanis a ϑ_0 igen nagy pontossággal leolvasható a finom körosztályzaton. Az említett összeget pedig a következőképpen számítjuk ki.

A fényképezőlemezen megjelenő két vonal távolsága rendszerint igen kicsiny a cső hosszához képest és egyenlőnek tekinthető ama körnek egy kis ívdarabjával, amelynek görbületi középpontja a cső nyílásába esik és amely érinti a fényképezőlemezt (177c. kép). Tehát a vonaltávolsághoz tartozó szöghibák összegének ($\Delta\vartheta_1 + \Delta\vartheta_2$) szögfelezője egyenlőnek tekinthető az említett kör sugarával és merőlegesnek vehető a vonalak távolságára.

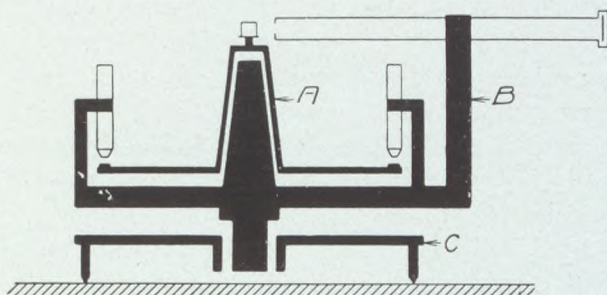
Legyen tehát a fényképezőlemezen a két fekete vonal távolsága d (177c. kép), a rés és a lemez távolsága pedig R , akkor fennáll a következő egyenlet:

$$\text{tangens } \frac{1}{2} (\Delta \vartheta_1 + \Delta \vartheta_2) = \frac{d}{2R}.$$

Ismerve a jobboldali hányados értékét, egy táblázatból kikereshetjük a megfelelő szög nagyságát, amelynek felhasználásával (a 24. kép-

let szerint) nagyon pontosan kiszámíthatjuk a visszaverődési szöget.

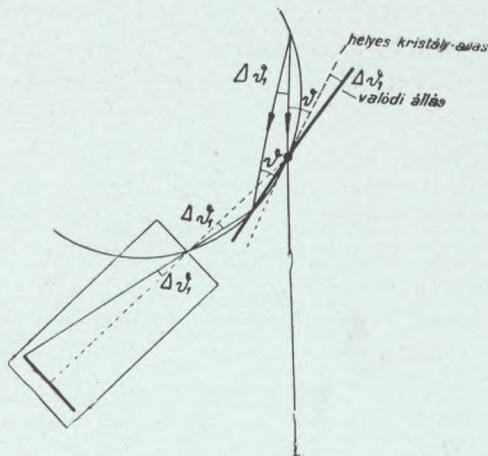
A 178. képen láthatjuk a leírt csőspektrográffal a molibdén $K\alpha_1$ és $K\alpha_2$ vonaláról készített fölvételt, a kristály



176. kép. A csőspektrográf szerkezetének vázlata.

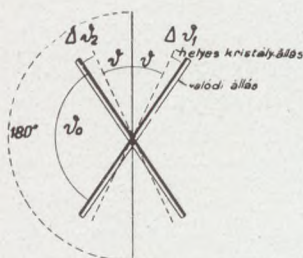
és cső két ellenkező oldali állásában. A rés szélessége 0.02 mm volt, a nagyítás 50-szeres.

Ha igen nagy fölbontásra : nagyon közeli színeképvonalak szétválasztására van szükség, akkor a rés és lemez távolságát meg kell növelni. E célból SIEGBAHN a csőspektrográfot több méter hosszú erős vasgerenda végére helyezi, amelyen a réstől 0.5, 1, 2 és 3 méter távolságban lehet a fényképezőlemezt fölállítani (179. kép). Esetleg a csövet is meg lehet toldani ilyen hosszúra ; lágy sugarak fényképezésekor a hosszú cső ki is szivattyúzható. Hogy ez a spektrográf milyen nagy távolságra választja szét a közeli Röntgen-színeképvonalakat, arról meggyőző bennünket a 180. kép. Ezen is a molibdén K sugárzásának α_1 és α_2 vonala látható (természetes nagyságú kép). A fölvétel 0.03 mm széles réssel, 296 cm-es rés-lemeztávolságban készült.



177a. kép. A csőspektrográffal való mérés alapelve.

SEEMANN is szerkesztett ilyen csöves spektrográfot. Az ő készülékében a kristály kiszivattyúzható fémedényben van, amely a csővel és a lámpával áll összefüggésben. Ez *légüres csőspektrográfnak* nevezhető.

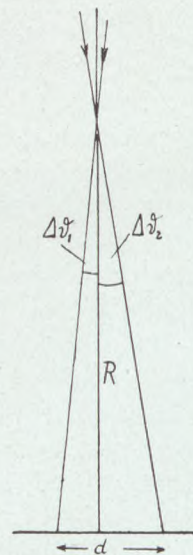


177b. kép. A visszaverődési szög meghatározása.

70. Néhány különleges spektrográf.

A Siegbahn-féle spektrográfok használatakor vagy a kristályt, vagy a fényképezőlemezt kell forgatni és az elfordítási szöget leolvasni. UHLER és COOKSEY szerkesztettek olyan spektrográfot (1917), amelyben a fényképezőlemez nem elfordítani, hanem *eltolni* kell. Ennek következtében mérés közben nem kell elfordítási szögeket leolvasni, hanem csak távolságokat megmérni, amelyekből a

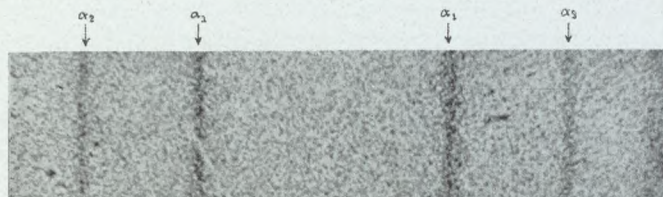
visszaverődési szöget ki lehet számítani — akárcsak a Seemann-féle ékspektrográffal való méréskor. E készülék alapelve a következő (181. kép). Két finom résen (R és R') keresztül esik egy keskeny Röntgen-sugárnyaláb az O pont körül forgó kristályra. A lemez az első felvétel alatt az AA' helyzetben van, majd a második felvételkor a BB' állásba toljuk el. Az eltolási távolság pontosan lemérhető. Mindkét alkalommal a kristály két szimmetrikus állásában készítjük el a fényképfölvételt. Most megmérjük a vonalpár távolságának növekedését az eltolás után. E nagyobbodásnak fele ama derékszögű háromszögnek egyik befogója, amelynek magassága (másik befogója) az eltolási távolság. (Vastagon kihúzott vonalak.) E háromszögből könnyen kiszámítható a visszaverődési szög. A rések és a lemez távolsága a forgási tengelytől olyan, hogy az első felvételkor az R' részre, a második esetében meg az R részre teljesül a Bragg-féle sugárgyűjtési feltétel. Fontos, hogy a lemez merőleges legyen a közvetlenül beeső sugárra.



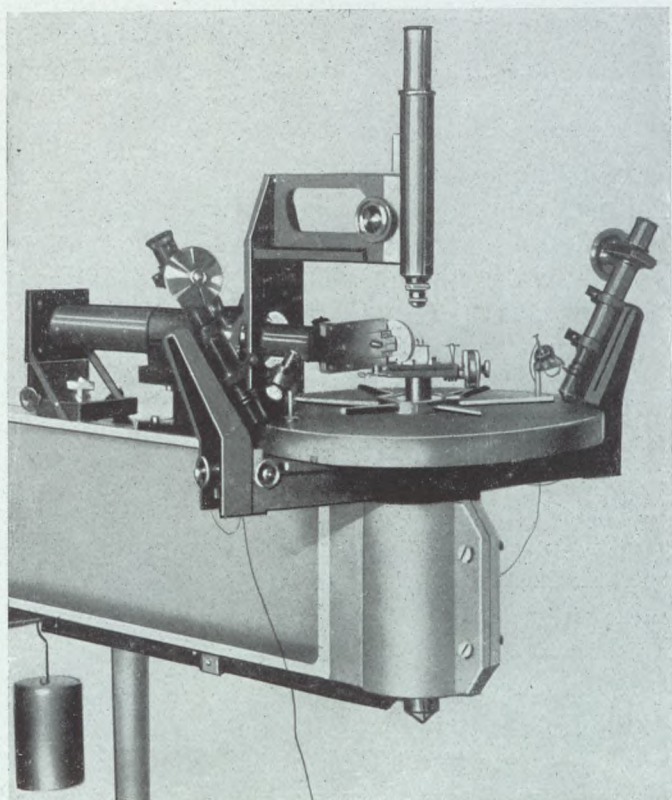
177c. kép. A szög-hibák összegének meghatározása.

Ha nem helyezünk súlyt a nagy fölbontásra és pontosságra, hanem inkább erőteljes színeképvonalakat akarunk kapni, akkor célszerű egyetlen kristály helyett *sok kristályt* venni és a róluk visszaverődő azonos hullámú sugarakat egy

helyre összegyűjteni. E gondolat alapján szerkesztették Du MOND és KIRKPATRICK az ő *sokkristályos* spektrométerüket (1930). Seemann-féle ékkel ellátott keskeny kristályokat oszlop-



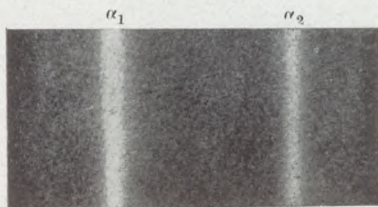
178. kép. A csőspektrográffal készült fölvétel ($\text{Mo } K\alpha_1 \alpha_2$).



179. kép. Vasgerendára helyezett csőspektrográf.

szerűen állítanak egymás mellé 1 méteres átmérőjű kör kerületén; ugyancsak e kör kerületén foglal helyet a fényképező film is. Úgy a kristályokat, mint a filmtartót a kör középpontja körül forгатni lehet (182a. kép). A kristályokat úgy helyezik el a kör kerületén, hogy visszaverő határlapjuk meghosszab-

bítása egy és ugyanazon egyenesen (A) megy keresztül, amely a kör kerületén áll és síkjára merőleges (182b. kép). Mármost mindazok a sugarak, amelyek az S' pont felé irányulva esnek a kristályokra, ugyanakkora beesési szög alatt érik el a különböző kristályokat, hiszen ezek a szögek mind az AS' íven

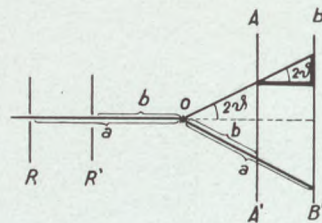


180. kép. A csőspektrográffal kb. 3 méter távolságban készült felvétel. ($Mo K\alpha_1 \alpha_2$)

nyugvó kerületi szögek. De ekkor a visszaverődési szögek is egyenlők. Igen, de e szögek egyik szárá mindig az A ponton megy keresztül. Szükséges tehát, hogy a másik szárák is a kerületnek egy és ugyanazon pontjában messék egymást: ez az S_1 pont. Más hullámhosszúságú sugárhoz más beesési szög és más kerületi pont tartozik.

Ez alapelv szellemében szerkesztettek olyan spektrográfot is, amelyben hengerpalást módjára csiszolt kristály van.

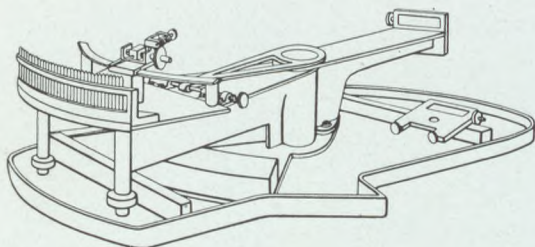
71. A kristálypor-módszere. A Debye és Scherrer-féle spektrográf. Jól tudjuk, hogy a Bragg-féle törvény szerint akkor verődnek vissza különböző hullámhosszúságú sugarak, ha a beesők más és más szög alatt jutnak a kristályra. Ez pedig — ha csak igen nagy kristályunk és széles nyalábunk nincs — úgy érhető el, hogy a kristályt forgatjuk: *egymás után* hozzuk más és más helyzetbe. Mégpedig, ha azt akarjuk, hogy a kristály egy ráeső sugárhoz képest minden helyzetet elfoglaljon, akkor egyrészt eredeti (függőleges) forgási tengelye, másrészt a beeső sugár mint (vízszintes) tengely körül kell forgatni (183. kép). E közben a határlappal párhuzamos atómsíkok (sőt a többiek is) minden lehetséges helyzetet elfoglalnak, de *egymás után*. Így azután a különböző színű visszavert sugarakat is egymás után kapjuk meg. A sokkristályos spektrográf azt a gondolatot ébreszti bennünk, hogy ha az egyetlen forgókristály helyett sokat használunk, akkor talán *egyidejűleg* megkaphatjuk azt, amit korábban egymás után értünk el. Ekkor természetesen nem szabad a kristályokat szépen elrendezni, sőt inkább össze-vissza kell hányni, hogy az atómsíkok minden elképzelhető helyzetet elfoglaljanak. Hogyan érhetjük ezt el? Úgy, hogy nem nagy, szépen kifejlődött kristályt használunk,



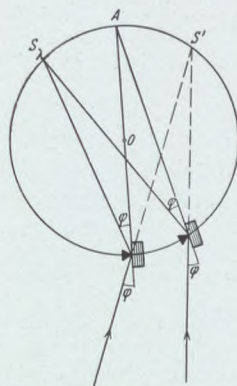
181. kép. Eltolható lemezes spektrográf.

hanem kristálytörmeléket: nem kősókokkát vagy lemezt, hanem a sótartóból veszünk egy kis sót. Ezt a kristályport azután valamivel összeragasztjuk, esetleg vékonyfalú celluloid- vagy alumíniumcsőbe tesszük. A kristályszemcsék e nagy rendetlenségének megvan az az előnye, hogy egy bizonyos indexű atómsík minden lehetséges helyzetben előfordul. Tehát valóban a kristálytörmelékekkel *egyszerre* érjük el célunkat. Sőt — mint később kiderül — elérhetjük egyetlen kis fémdarabkával is, amely szintén kristályszemcsékből áll. Ezt az elvet használták föl DEBYE és SCHERRER (1916) és tőlük függetlenül HULL (1917).

Vajjon miféle képet várhatunk a fényképezőlemezen, ha a sugárnyaláb nem hosszúkás résen, hanem kis kerek nyílá-



a)



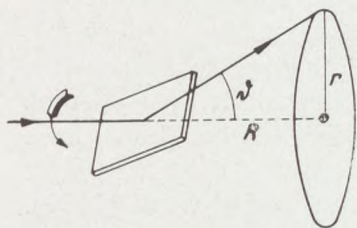
b)

182a. és b. Sokkristályos spektrográf.

son keresztül esik a kristályra és ezt mindenféle helyzetbe állítjuk. Választ könnyen adhatunk. A 183. kép szerint a beeső sugár körül forgó kristályról visszaverődő sugár egy kúp palástja mentén mozog és az útjába állított fényképezőlemeze köré rajzol. Ha a beesési szög megváltozik, más színű sugár verődik vissza vagy esetleg ugyanaz magasabb rendűen és más sugarú kört kapunk. A kristálytörmelékben egyidejűleg előfordulnak a forgó kristály összes helyzetei, tehát nyilvánvaló, hogy a visszavert sugarak egyidejűleg az előbbi összes kúpok alkotói mentén haladnak. Vagyis az előbbi köröket most is megkapjuk a fényképezőlemezen. A beeső sugárban lévő különböző fajú jellemző sugárzásoknak (színkép vonalaknak) más és más kör vagy gyűrű felel meg, melyeknek középpontja azonos.* A kísérleti berendezés alapelve jól látható a 184. képen.

* Sőt ugyanannak a színképi vonalnak is több gyűrű felelhet meg különböző atómsíkokról visszaverődve, vagy különböző rendben.

A kis lyukon áthaladó sugárnyaláb ráesik az 1—2 mm vastag és néhány mm hosszú kis rúdra, amelyet a kristályporból gyúrtunk, majd szétterülve a fényképezőlemezre jut. Természetesen mind a kristályhalmaz, mind a fényképezőlemez jól záró kamra belsejében van.



183. kép. A kristály forgatása a beeső sugár körül. (A θ helyett 2θ) gondolando.

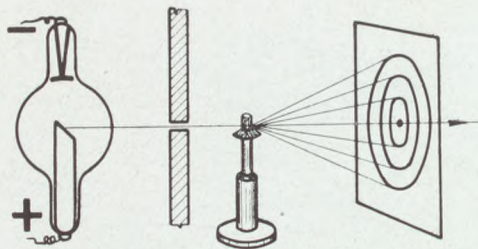
r , a lemeznek a vékony kristályrúdtól való távolsága R , ekkor

$$\text{tangens } 2\theta = \frac{r}{R}.$$

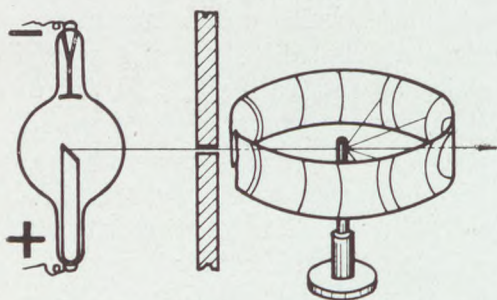
A jobboldali hányados megmérhető, így azután a visszaverődési szög is egy táblázatból kikereshető.

Most azután a Bragg-féle

egyenletből vagy a visszaverő atómsíkok távolságát, vagy pedig a hullámhosszúságot számíthatjuk ki. Inkább az



184. kép. A Debye és Scherrer-féle főlvetel készítése lemezre.



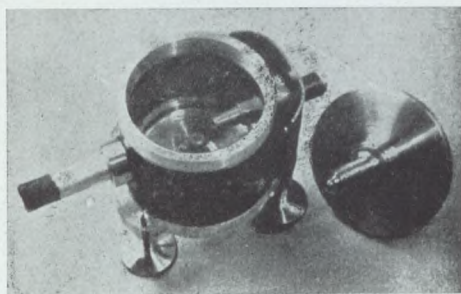
185. kép. A Debye és Scherrer-féle főlvetel készítése hengeres filmre.

előbbi szokás. Ilyenkor ismert hullámhosszúságú sugarat ejtenek a rúdra: rendszerint valamilyen fém jellemző sugárzását.

A Debye és Scherrer-féle fényképfőlvételeket igen gyakran *hengeresen meghajlított filmre készítenek*. A filmen kapott görbe vonalak a hengerpalást és a sugárkúp metszéséből szár-

maznak (185. kép). Maga a spektrográf (186a. és b. kép) tulajdonképpen egy 10—12 cm átmérőjű fémhenger, melynek belső falához simul hozzá a film és melynek tengelyében áll a forgatható kristá-

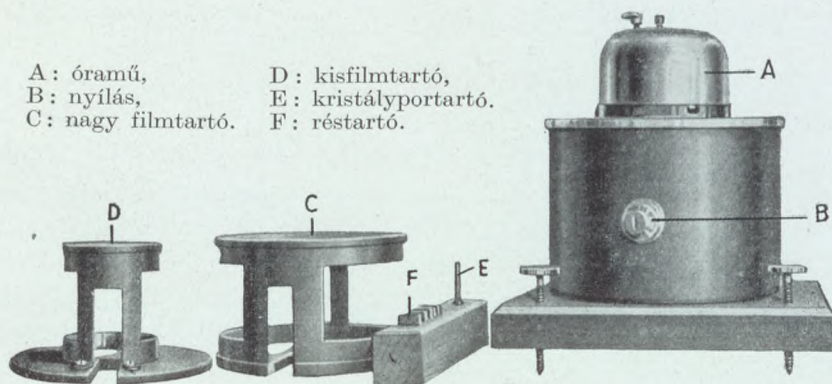
lyosrudacska. A henger oldalán két kisnyílású eső látható: egyiken belép a sugárzás a készülékbe, a másikon pedig elhagyja — leszámítva a kristályszemcsék által elhajlított sugárnyalábokat. A fényképfelvétel után a filmet síkban kiterítik, mikor nagyon jól látszanak rajta a görbe színképvonalak (187. kép). E vonalpárokat is föl lehet használni akár a beeső homogén sugárzás hullámhosszúságának, akár az atómsíkok távolságának kiszámítására, bár igazi feladatuk az anyag belső szerkezetéről tájékoztatást nyújtani.



186a. kép. A Debye és Scherrer-féle spektrográf.

Legyen kétszimmetrikusan fekvő vonal távolsága $2l$; ez tulajdonképpen a henger kerületének egy része, s valójában nem más, mint a visszaverődési szög négyszereséhez (4ϑ) tartozó körív. A 4ϑ szöget mérhetjük az l cm sugarú körnek a szög szárai közé eső ívszakaszával is (nem fokokkal). Ekkor

A: óramű, D: kisfilmtartó,
B: nyílás, E: kristályportartó.
C: nagy filmtartó. F: réstartó.



186b. kép. A Debye és Scherrer-féle spektrográf. A kristályos rudacsát a felső óramű forgatja, hogy a szemcsék minden helyzetbe jussanak.

azután a R sugarú hengeren a 4ϑ szögnek megfelel $4\vartheta R$ hosszúságú ív, tehát

$$2l = 4\vartheta R$$

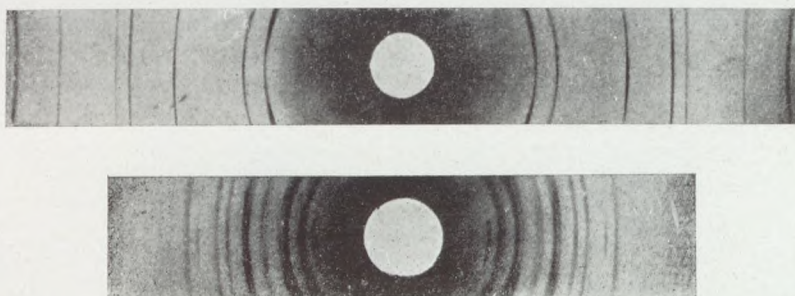
és így

$$\vartheta = \frac{l}{2R} \quad (25)$$

A jobboldalon álló mennyiségeket (l és R) meg tudjuk mérni. Így azután a visszaverődési szög ismeretes lesz. Pon-

tosabb mérések alkalmával a rúd vastagságát és a színeképvonalak szélességét is figyelembe kell venni.

A Seemann- és Bohlin-féle spektrográf. A Debye—Scherrer-féle eljárás nehézségekre ütközik, ha a kristályszegek erősen elnyelik a beeső, amúgy is vékony sugárnyalábot. Ez esetben előnyösebb a Seemann- (1919) és Bohlin-féle (1920) módszer. Ők egymástól függetlenül jutottak arra a gondolatra, hogy nem szükséges rudacsát gyúrni a kristálytörmeléből, hanem elégséges vele egy ragasztóanyaggal bevont celluloid-lemezkét beporozni, behinteni. Ezt a lemezt



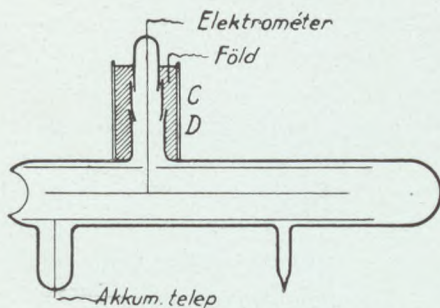
187. kép. A síkba kiterített Debye-féle fölvételek. Mindkettő alumíniumról készült, de a felső réz-antikatóddal és nikkelszűrővel, az alsó molibdén-sugárzással.

azután egészen símulva kell a hengeres fémkamra belső falához erősíteni. A fal nagyobb részét fényérzékeny film takarja, eltekintve egy kis réstől, mely előtt közvetlenül ott áll a Röntgen-lámpa. (Ismét megemlítjük, hogy a szétszórt kristálypor helyett fémlamezt is lehet venni.) A 188. képen látható egy Seemann—Bohlin-féle spektrográf keresztmetszete. *B* jelenti a rést, amely az alapkör területére esik; *M* a kristályhalmaz, *P* a megegyező hullámú visszavert sugarak gyülekezési helye. A különböző hullámú sugarak a filmnek *F* különböző helyén gyűlnek össze; mégpedig egyidejűleg a kristálykák mozgatása, forgatása nélkül. Ugyanis itt tulajdonképpen a Bragg-féle sugárgyűjtés valósul meg: de BRAGG egyetlen forgókristállyal egymás után terelte a megegyező hullámú sugarakat egy pontba, SEEMANN és BOHLIN pedig sok különböző módon álló kristállyal egyszerre teszik ezt. Tulajdonképpen a nagy Bragg-körnek ama szakaszát (161a. kép), amely a forgókristályon mint húron nyugszik, rakták ki ők apró kristálykákkal. A megvilágítás ideje általában jóval rövidebb, mint a Debye-kamrában. Hasonló gondolatkörben mozog a Bragg és Brentano-féle eljárás.

72. Iónkamrás spektrométerek. A gyakorlati célokra használható első Röntgen-spektrométer: a Bragg-féle, iónos kamrával volt felszerelve, nem fényképezőlemezrel. Ehhez hasonló készülékeket később is használtak, sőt használnak napjainkban is, főképen azért, mert az iónos kamra nagyon érzékeny eszköz a Röntgen-sugárzással szemben.

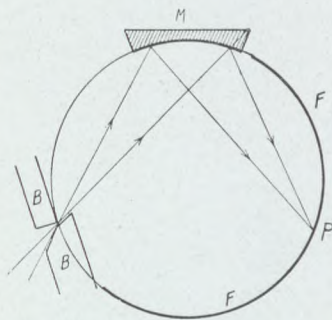
Az iónos kamra készítése közben különösen két körülményt kell szem előtt tartani: a nagyfokú sugárelnyelést és a jó szigetelést. Az erős elnyelésnek az a következménye, hogy a gázmolekulákból sok elektron szabadul ki, amelyek meg azután beleütköznek a többi molekulákba és azokból sorozatosan új elektronokat szabadítanak ki. Ezek az elektronok résztvesznek az áramvezetésben, amely annál erősebb, minél nagyobb a sugárelnyelés. Tehát a levegő helyett sokszor előnyös nagyobb elnyelésű gázokat használni az iónos kamra töltésére. Ilyenek az argon, a metiljodid (CH_3J), metilbromid (CH_3Br) és a kéndioxid (SO_2).

A jó szigetelés kérdését rendszerint úgy oldják meg, hogy a szigetelendő fémalkatrészt borostyánkődarabon vezetik keresztül. Csak az a baj, hogy ezt a nagy elnyelésű gázok megtámadják és gyorsan vezetővé teszik. Ellenben érintetlenül hagyják a kvarcot, tehát a borostyánt ezzel szokták helyettesíteni.



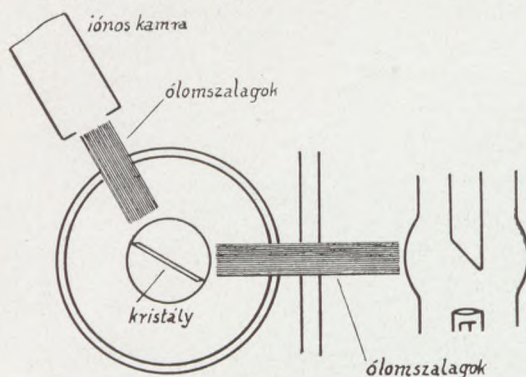
189. kép. Iónos kamra.

Az említett követelményeknek megfelelő iónos kamra szerkezete a következő (Duane- és Blake-féle, 189. kép). Az elnyelő gázt hosszúkás üvegcsőbe zárják, melynek felső D nyúlványába egy acélsziszolat (C) illik bele, ebben pedig egy kvarcdugó csiszolt vége foglal helyet. A csiszolatokat még higanyréteg is körülveszi egy tágabb edényben, hogy a belső gáz légmentesen el legyen zárva. A higanyt és vele együtt a középű acélsziszolatot a földdel is összekapcsolják, hogy az



188. kép. A Seemann és Bohlin-féle eljárás.

üvegfalról töltés ne juthasson az elektrométerhez. Az üvegcső belsejében fényes acélső húzódik, amely a néhány 100 voltos áramforrással áll összeköttetésben. A cső tengelyével párhuzamosan halad egy sárgaréztű, melyet meg a kvarccsiszolatlan át vezető dróttal az elektrométerhez kapcsolnak. Az iónos kamrát jól kell védeni a szétszórt sugárzással szemben is, ezért ólom- vagy más vastag fémburkolattal veszik körül. Sőt a szórt sugárzás elleni védekezés céljából a Röntgen-lámpát



190. kép. A Soller-féle spektrográf.

egy másik szobában helyezik el, melyből csak a használandó keskeny sugárnyaláb lép ki.

Az iónkamrás spektrométerrel úgy mérünk, hogy a kristályt lépésenként elfordítjuk egy kis szöggel és az iónos kamrát fokozatosan kétszer annyival: minden állásban megfigyeljük az iónozás erősségét (173.

oldal). Ha egy színekpvonat helyének a meghatározásáról van szó, akkor természetesen csak az előre megbecsülhető visszaverődési szög környezetében kell felvenni az iónozási görbét; majd az eltérítetlen sugár helyének kiküszöbölése céljából át kell helyezni a kamrát a másik oldalra és át kell fordítani a kristályt is. Így meg lehet mérni itt is a visszaverődési szög négyszeresét.

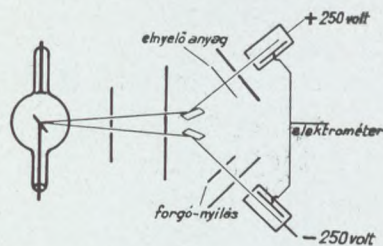
Az amerikai COMPTON, akinek nevével még később majd találkozunk, olyan iónkamrás spektrométert szerkesztett 1916-ban, amelyben egy hajtószerkezet forgatja a kristályt is, meg az iónos kamrát is, mégpedig az utóbbinak a forgási sebessége éppen kétszer akkora, mint az előbbié. Az elektrométer állását pedig fénysugár jelöli meg, amely az elektrométer tükréről fényérzékeny papírral bevont forgóhengerre esik. Ezzel COMPTON szép görbéket kapott, amelyek tájékoztatást nyújtanak a Röntgen-színekpről.

Az iónkamrás spektrométer érzékenységét nagy mértékben növelte SOLLER (1924). Ha keskeny sugárnyaláb esik a kristályra, keskeny és gyenge lesz a visszavert nyaláb is, meg ennek iónozó hatása is. A szélesebb rés meg széttartó nyalábot enged keresztül. Hogyan lehet a kettőt összeegyeztetni? Ezt mutatta

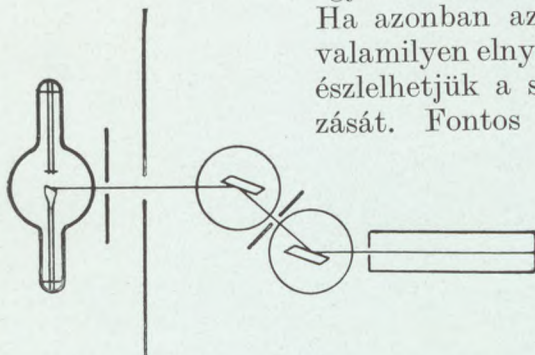
meg SOLLER. Egyetlen rés helyett sokat vesz, de nem rácsot használ, hanem vékony 0.08 mm vastag és körülbelül 20 cm hosszú ólomszalagokat helyez sűrűn egymás mellé, amelyek között keskeny párhuzamos sugárnyalábok esnek a kristályra (190. kép). A visszaverődés irányába szintén ilyen szalagokat állít még sűrűbben egymás mellé. Így azután eléri, hogy a felhasznált sugárnyaláb keresztmetszete és ionozó hatása nagy mértékben növekszik.

SIEGBAHN, WINGÄRDH társaságában szerkesztett olyan iónos spektrométert is, amelynek két kristálya és két iónos kamrája van (191. kép). A két kristály forgási tengelyén és a megfelelő réseken átmenő egyenesek a lámpa gyújtófelületének egy pontjában metszik egymást. Tehát ugyanabból a pontból kiinduló sugárnyaláb jut mindkét kamrába. Az iónos kamrákat úgy kapcsolják össze, hogy a sugárzás beesésekor egyiknek elektródja pozitív, a másiké negatív töltést mutasson. Mindkét elektród ugyanazzal az elektrométerrel áll összeköttetésben. Gondos beállításakor az elektrométer töltést nem mutat, hiszen a két kamra egymás hatását lerontja. (Nullamódszer.)

Ha azonban az egyik sugárnyaláb útjába valamilyen elnyelő réteget teszünk, könnyen észlelhetjük a sugárzás erősségének változását. Fontos dolog, hogy az észlelési



191. kép.
Két-iónkamrás spektrométer.



192. kép. Kétkristályos spektrométer.

eredményeket nem befolyásolja a lámpa sugárzásának ingadozása. Ezért a két-kamrás spektrométert előnyösen lehet használni pontos elnyelési mérésekre. Egyetlen kamrával az ingadozásból származó zavaró hatást nem lehetne ki-
különböztetni. Készítettek olyan spektrométert is, amelyben egyetlen iónos kamra, de két kristály van. Ez az úgynevezett kétkristályos spektrométer (192. kép). Többek között a kristályok visszaverő képességének mérésére használják. Előbb elveszik a második kristályt és megméri az elsőről visszavert sugárzás

iónozó hatását. Majd visszateszik helyére a második kristályt és a róla visszaverődő sugárzást mérik meg. A kettőt össze lehet hasonlítani. Még más célra is használják a kétkristályos spektrométert.

Megjegyezzük, hogy a spektrométerekben iónos kamra helyett *fluoreszkáló ernyővel felszerelt fényelektromos cellát* is lehetne használni, ugyanis a fényelektromos cella igen érzékeny a fluoreszkáló ernyő csekély fényváltozásaival szemben.

73. A Röntgen-spektrométerekben használatos kristályok. Jól tudjuk, hogy a kőszókristály történelmi nevezetességű szerepet játszik a Röntgen-spektroszkópiában, hiszen BRAGG e kristály határlapjaival párhuzamos atómsíkok távolságát számította ki először. E nevezetes állandó részére a következő értéket találta :

$$d_{kőso} = 2814 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 2814 \text{ X egység.}$$

A $d_{kőso}$ kiszámítása közben fel kellett használni a kőso jellemző kémiai és fizikai állandóit, amelyeknek értéke természetesen — a mérési módszerek tökéletesedése szerint — kissé változhatik. Ennek következtében persze megváltozik a d értéke is, ami meg az összes Röntgen-hullámhosszúságok megváltozását vonja maga után. Ennek elkerülése végett SIEGBAHN így járt el. Válasszuk a fenti számértéket az atómsík-távolságok alapjául $+18^\circ \text{C}$ -n hőmérsékleten és ehhez viszonyítva határozzuk meg más kristályok állandóit. SIEGBAHN még azt is kifejezésre juttatta, hogy a $d_{kőso}$ számértékében az első két tizedesjegy zérus :

$$(26) \quad d_{kőso} = 2814.00 \text{ X egység } 18^\circ \text{C-on.}$$

Ezt a megállapodást esetleg meg kell változtatnunk, ha sikerül valami más módon — az atómsíkok távolságának felhasználása nélkül — megmérni egy Röntgen-színképvonal hullámhosszúságát. Ekkor ugyanis módunkban fog állni az atómsíkok távolságát a kémiai és fizikai állandóktól függetlenül kiszámítani. Ezt valóban nemsokára meg is tesszük.

A mérések közben kiderült, hogy a kőso nem méltó minden tekintetben arra, hogy ilyen tekintélyes helyet foglaljon el a Röntgen-színképek kutatásában. Ugyanis a kőszókristályok szerkezete többnyire nem elég egységes : különböző kristályszemcsékből épülnek fel, amelyeknek megfelelő atómsíkjai nem teljesen azonos helyzetűek, hanem — mint mondják — e kris-

tályszemcsék *mozaikszerűen* vannak összerakva. Ezenfelül a kősonak elég nagy a hőkiterjedési együtthatója, éppen a kristály hasadási lapjaira merőleges irányban. Ugyanis egyik éle 1 C^0 melegedés közben hosszának $0.000,040,4$ részével nyúlik meg, vele együtt persze megváltozik az atómsíkok távolsága is. Tehát mérés közben ügyelni kell a hőmérséklet állandóságára vagy ennek változását figyelembe kell venni. Természetes dolog, hogy sokkal jobb volna olyan kristállyal mérni, amelynek nincsenek ilyen hátrányos tulajdonságai. Ilyen van is: ez a *mészpát*. Ez gyönyörű, hibátlan példányokban fordul elő, kiterjedési együtthatója pedig csak negyedrésze a kősonak, ugyancsak a hasadási lapokra merőlegesen. Ezenfelül visszaverőképessége majdnem független a sugarak hullámhosszúságától. Így azután a *mészpátkristály* — e kiváló tulajdonságai alapján — háttérbe szorította a kőst. Pontos mérések alkalmával általában ezt használják. Ezért SIEGBAHN gondosan megmérte a mészpátkristály határlapjaival párhuzamos atómsíkok távolságát a kőso alapul vett értékéhez viszonyítva. Ecélből nem kellett mást tennie, mint néhány fém színképi vonalának hullámhosszúságát mindkét kristállyal megmérni. A nyert adatokból BRAGG egyenlete alapján már ki lehetett számítani a kérdéses állandót. SIEGBAHN a CuK_{α_1} , $\text{FeK}\alpha_1$ és a $\text{SnL}\alpha_1$ vonalat választotta a méréshez. Eredményül — igen nagy megegyezéssel — azt kapta, hogy a mészpát határlapjaival párhuzamos atómsíkok távolsága

$$d_{\text{mészp.}} = 3029.04 \text{ X egység } 18\text{ C}^0\text{-on.} \quad (27)$$

De a kőso állandójától függetlenül is kiszámították, a mészpát határ-atómsíkjainak távolságát a megfelelő kémiai és fizikai állandók felhasználásával. A számítás eredménye az előbbivel jól egyezik:

$$d_{\text{mészp.}} = 3929.04 \pm 1 \text{ X egység } 18\text{ C}^0\text{-on.}$$

Ha a mérést nem 18^0 -on végezzük, hanem valamilyen más t hőmérsékleten, akkor

$$d_t(\text{mészp.}) = d_{18}[1 + k(t - 18)], \text{ ahol } t > 18.$$

E képletben k jelenti a visszaverő atómsíkra merőlegesen vett kiterjedési együtthatót, amelynek értéke a mészpát határlapjára $0.000,010,2$. Ez alapvető értékek figyelembevételével a használatos kristályok állandóit 18 C^0 -on a következő táblázatban foglaljuk össze:

4. táblázat.

Kristály	Atómsík	d X-ben 18 C°on	Kiterjedési együttható $\times 10^{-5}$
Kőso	hasadási lap	2814.00	4.04
Mészpát	hasadási lap	3029.04	1.02
Kvarc	hasáb-oldallap	4246.02	1.04
Gipsz	hasadási lap	7584.70	3.78
Ferrociankálium	100	8048.00	—
Csillám	hasadási lap	9942.72	1.53
Cukor	100	10572.00	—

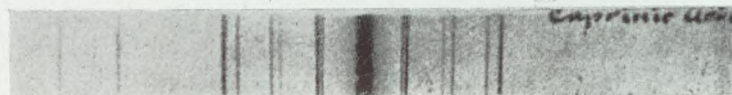
Használják még a carborundum-kristályt is, amelynek (111) indexű atómsíkjai 2.49 Å távolságra vannak egymástól.

NAGY L. JÓZSEF hazánkfia megvizsgálta a gipsz-kristály rács-állandójának változását a kristály származási helye szerint. A kísérletekhez Seemann-féle spektrográfot használt.

Az említett kristályok nem használhatók az egész Röntgen-színképben, valamint egyetlen hasábbal sem lehet a közönséges színkép látható, ibolyántúli, meg a vörösön innen eső részét megvizsgálni. Ugyanis a Bragg-féle egyenlet szerint az első rendben ($n=1$):

$$\lambda = 2d \sin \theta$$

A sinus értéke legfeljebb 1 lehet, tehát olyan hullámhosszúságot, amely nagyobb 2 d -nél, már nem lehet a kristállyal megmérni, még első rendben sem. Még kevésbé magasabb rendben! A cukorral eljuthatunk körülbelül 20,000 X-ig, vagyis



193. kép. Zsírsavkristállyal készült fölvétel. (Müller szerint.)

20 Å-ig, de tovább nem. Pedig vannak hosszabb hullámú Röntgen-sugarak is. Ezeknek a hullámhosszát mérni lehet szilárd *zsírsav-kristályokkal*. Ezeket úgy állíthatjuk elő, hogy a zsírsavat üveglemezen megolvasztjuk és szép lassan hűlni hagyjuk. Ekkor apró kristálylemezke keletkeznek, amelyek az üveglappal párhuzamosan helyezkednek el. Az előállításnak egy másik módja, hogy a zsírsavat alkoholban vagy benzinen feloldjuk és üveg- vagy fémlemezre öntjük, majd az oldószert lassan elpárologtatjuk. Ilyen zsírsavkristályokkal elég szép színképfölvételeket lehet készíteni, mint a 193. képen látható vasvonalak igazolják. A mellékelt 5. táblázatban néhány ilyen

zsírsavkristály atómsík-távolságát gyűjtöttük össze, mégpedig a legjobban visszaverő atómsíkokra vonatkozólag. Látható e táblázatból, hogy a zsírsav-kristályokkal közel 150 Å-ig terjeszthető ki a hullámhosszúság mérése.

5. táblázat.

Zsírsav	Atómsík-távolság Å-ben	Olvadási pont
Caprinsav $C_{10} H_{20} O_2$	23·3	31·4 C°
Laurinsav $C_{12} H_{24} O_2$	27·268	44 „
Palmitinsav $C_{16} H_{32} O_2$	35·49	62·6 „
Stearinsav $C_{18} H_{36} O_2$	39·1	69·3 „
Cerotinsav $C_{26} H_{52} O_2$	65·5	78 „
Melissinsav $C_{30} H_{60} O_2$	73·5	90 „

VIII. FEJEZET.

A Bragg-féle egyenlet módosítása. A Röntgen-sugarak törése.

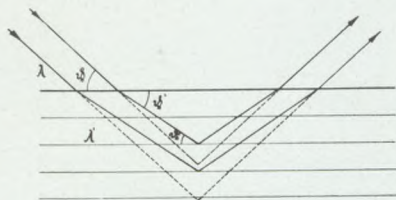
Megismerve a Röntgen-sugárzás előállításának módját és a vizsgálására való készülékek hosszú sorozatát, arra gondolhatnánk, hogy élvezzük eddigi munkánk gyümölcsét: elmélyedünk a Röntgen-színkép részleteiben és tanulmányozzuk a sugarak törvényeit. Sajnos, előbb még egy pillanatra meg kell állnunk: a Bragg-féle visszaverődési törvénnyel kell kissé foglalkoznunk. Első pillanatra talán meglep bennünket ez a kijelentés, hiszen az egész Röntgen-színképvizsgálatnak az élére állítottuk e törvényt, miért kell hát vele még foglalkoznunk? Talán nem helyes? Ilyen súlyos aggodalomra nincs okunk. Csak arról van szó, hogy ez a törvény egy nála valamivel általánosabb törvénynek a határeset, melyet éppen ismertetni óhajtunk. Már most említtem, hogy igen finom eltérésekről van csak szó, amelyek a Röntgen-színképvizsgálat hajnalán nem is tűntek föl a kutatók előtt. Ez az általánosabb Bragg-féle törvény egyúttal utat nyit egy új, nevezetes terület: a Röntgen-sugarak *közönséges törésének és visszaverődésének* tanulmányozása felé.

A Laue- és főképen a Bragg-féle egyenlet levezetésekor teljesen figyelmen kívül hagytuk a *Röntgen-sugarak törését*. Egyszerűen fölvevük, hogy a sugár az atómsíkok között, a kristály belsejében megtartja eredeti irányát. E föltevést jól megindokolták a korábbi tapasztalatok: mindenekelőtt magának Röntgennek a kísérletei. Ilyen körülmények között számítottuk ki a beeső és visszavert sugarak útkülönbségét. Természetes, hogy a kapott eredmény nem lehet helyes, ha a Röntgen-sugarak bármilyen csekély mértékben is megtörnek. Bár a törést elméleti szempontból korábban sejtették, mégis a tapasztalat szolgáltatott ebben az irányban is döntő bizonyítékot. A svéd STENSTRÖM 1919-ben a *cukor* atómsíkjainak a távolságát akarta megmérni a Bragg-féle egyenlet alapján. Ugyanis

$$2d = \frac{n\lambda}{\sin\theta_n}.$$

Természetesen valamilyen ismert hullámhosszúságú Röntgen-színképvonalra volt szüksége: ennek választotta az α_1 vonalát. Legnagyobb meglepetésére azt tapasztalta, hogy az atómsíkok távolságára kapott eredmény nagyobbodik, amint magasabb rendben (n) határozza meg a visszaverődési szöget (ϑ_n).

Pedig ennek nem volna szabad így lenni, ha a Bragg-féle egyenlet egészen helyes volna. Az első méréseket követte azután a továbbiaknak egész sorozata, különböző kristályokkal és különböző színképvonalakkal. Az eredmény mindig ugyanilyen természetű volt, persze a Bragg-egyenlettel való eltérés nagysága változott.



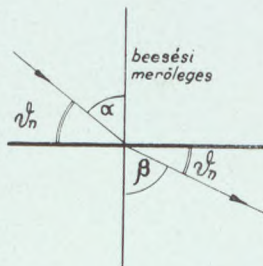
194. kép.
A Röntgen-sugarak törése.

STENSTRÖM úgy magyarázta meg e jelenséget, hogy a Bragg-féle egyenlet egy jó közelítő képlet, de csak egy általánosabbnak a határesetete, melyet úgy vezethetünk le, ha a Röntgen-sugarak törését is figyelembe vesszük a kristályok határlapjának átlépésekor. A 194. képen látjuk bizonyos atómsíkok sorozatát és egy sugár valódi útját a törés és visszaverődés után (folytonos vonal); a korábban gondolt sugárutat pontozott vonal jelzi a kristály belsejében. Most mindjárt feltűnik valami: a levegőből érkező sugár nem úgy törik meg a kristályban, mint várnánk, mint a fénysugár az üvegben, hanem éppen ellenkezőleg; ugyanis nem a beesési merőleges felé hajolva folytatja útját, hanem inkább elfordul tőle; persze az elfordulás hihetetlenül csekély. (Később pontosan megmondjuk ennek értékét.)

74. Az általánosított Bragg-féle egyenlet. Ehhez a következőképen juthatunk el. Nyilvánvaló dolog, hogyha csak a kristály belsejében haladó sugárdarabokra gondolunk és a belső beesési és visszaverődési szöget (ϑ'_n) vesszük figyelembe, akkor bent az atómsíkok között érvényes a Bragg-féle egyenlet:

$$n\lambda' = 2d \sin \vartheta'_n \quad (29)$$

ahol λ' a kristály belsejében jelenti a sugár hullámhosszát. Mihelyt azonban sugártörés van, akkor ez nem egyezik meg pontosan a levegőben észlelhető hullámhosszával (λ). A ϑ_n a levegőből a kristályra érkező sugár beesési szögét jelenti.



195. kép. A fénytörés.
(A jobboldali ϑ_n helyett ϑ'_n gondolandó).

Feladatunk most a λ' és ϑ'_n helyett λ -t és ϑ_n -et behozni az előbbi egyenletbe. Hiszen a spektrométereinkkel éppen ϑ_n -et, a kristály felszínén észlelhető visszaverődési szöget mérjük meg, nem a belsőt, és a hullámhosszat is a levegőben akarjuk tudni. Ezt a lépést könnyen megtehetjük, csak a fénytörés törvényét kell ismernünk (195. kép). Ez pedig úgy hangzik, hogy a beesési és a törési szög sinusának hányadosa két közegre és egy bizonyos hullámú sugárra nézve állandó:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \mu,$$

ahol μ a törésmutató. Mi azonban éppen az említett szögek pótszögeit használjuk, amelyeknek cosinusa egyenlő az előbbieket sinusával. Tehát képletünk így alakul:

$$(30) \quad \frac{\cos \vartheta_n}{\cos \vartheta'_n} = \mu.$$

Sőt a sugártörés törvénye még a hullámhosszúságokkal is kifejezhető így:

$$(31) \quad \frac{\lambda}{\lambda'} = \mu.$$

A μ értéke a Röntgen-sugarak körében általában *kisebb* 1-nél, mikor a sugár levegőből valamilyen testbe jut, mert ekkor a sugár a beesési merőlegetől elhajlik. Vagy más szóval a $\vartheta'_n < \vartheta_n$; már pedig a szög kisebbedésével a cosinus értéke nagyobbodik. A törésmutatót tehát ilyen alakban írhatjuk föl:

$$\mu = 1 - \delta,$$

ahol a δ egy igen kicsiny pozitív számot jelent, melynek számértékéről később még szólunk.

A (30) és (31) egyenlet alapján módunkban áll a kristály belsejében érvényes Bragg-egyenletbe a λ' helyett a λ -t és a ϑ'_n helyett a ϑ_n -et behozni. Egyszerű trigonometriai számítások eredményeképpen azt kapjuk, hogy

$$(32) \quad n\lambda = 2d \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_n} \right) \sin \vartheta_n.$$

A δ itt azt a kicsiny pozitív számot jelenti, amellyel a törésmutató kisebb 1-nél.

[E képletet a következő módon vezethetjük le. Mindenekelőtt a (30) alapján

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\mu}.$$

A (30)-ból pedig négyzetre emeléssel kapjuk a következő egyenletet:

$$\frac{\cos^2 \vartheta_n}{\cos^2 \vartheta'_n} = \mu^2.$$

Mivel pedig $\cos^2 \vartheta_n = 1 - \sin^2 \vartheta_n$,
fennáll:

$$\frac{1 - \sin^2 \vartheta_n}{1 - \sin^2 \vartheta'_n} = \mu^2.$$

Ebből következik, hogy

$$\sin^2 \vartheta'_n = 1 - \frac{1 - \sin^2 \vartheta_n}{\mu^2} = \frac{\sin^2 \vartheta_n}{\mu^2} \left(1 + \frac{\mu^2 - 1}{\sin^2 \vartheta_n} \right).$$

De tudjuk, hogy $\mu^2 = (1 - \delta)^2 = 1 - 2\delta + \delta^2$.

Helyettesítsük ezt be és hanyagoljuk el δ^2 -et a δ mellett:

$$\sin^2 \vartheta'_n = \frac{\sin^2 \vartheta_n}{\mu^2} \left(1 + \frac{1 - 2\delta - 1}{\sin^2 \vartheta_n} \right).$$

Vonjunk négyzetgyököt ez egyenlet mindkét oldalából:

$$\sin \vartheta'_n = \frac{\sin \vartheta_n}{\mu} \sqrt{1 - \frac{2\delta}{\sin^2 \vartheta_n}}.$$

A négyzetgyököknek vehetjük közelítő értékét:

$$\sin \vartheta'_n = \frac{\sin \vartheta_n}{\mu} \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_n} \right).$$

Ha a zárójeles mennyiséget négyzetre emeljük és a δ^2 -es tagot elhagyjuk, valóban megkapjuk a gyökjel alatti kifejezést.

Behelyettesítve most a λ' és $\sin \vartheta'_n$ helyett a kapott értékeket a (29) egyenletbe:

$$n \frac{\lambda}{\mu} = 2d \frac{\sin \vartheta_n}{\mu} \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_n} \right).$$

Elhagyva mindkét oldalon a μ -t, kapjuk a fenti (32) egyenletet.]

Alakilag teljesen meg fog egyezni ez az egyenlet az eredeti Bragg-félével, ha a következő jelölést használjuk:

$$d \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_n} \right) = d_n. \quad (33)$$

Ekkor az általánosított egyenletünk ilyen alakú lesz:

$$n\lambda = 2d_n \sin \vartheta_n. \quad (34)$$

Ez az egyenlet csak abban különbözik a Bragg-félétől, hogy az atómsíkok távolsága helyett egy olyan mennyiség (d_n) szerepel, amely nagyobbodik, ha magasabb rendszámú

visszaverődésről, nagyobb ϑ_n szögről van szó. Ugyanis ekkor a (33) egyenletben a kivonandó

$$\frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_n}$$

tört értéke folyvást kisebb lesz, mert a nevezője nagyobbodik. Tehát a (33) egyenlet megfelel STENSTRÖM tapasztalatának: a

$$2d_n = \frac{n\lambda}{\sin \vartheta_n} \text{ növekszik az } n\text{-nel.}$$

75. A törésmutató mérése. Ime itt a bizonyítéka annak, hogy számba kell vennünk a Röntgen-sugarak törését, sőt az általánosított Bragg-egyenlet alapján meg is lehet a *törésmutatót* (illetőleg δ -t) *mérni*. Ugyanis nem kell mást tennünk, mint két különböző rendben megmérni ugyanannak a színkép-vonalnak a visszaverődési szögét. Ezekből és a rendszámokból ki tudjuk számítani a δ -t. A 6. táblázatban megtaláljuk a *csillám* esetében a δ értékeit a réz $K\alpha_1$ vonalára vonatkozólag.

6. táblázat.

Színkép-vonal	Rend	ϑ_n	$\delta \cdot 10^6$
Cu K_1	1	4° 26' 27.2''	—
	2	8° 53' 56.1''	8.74
	3	13° 24' 52.7''	9.44
	5	22° 44' 39.2''	8.62
	7	32° 46' 0.0''	8.97
	9	44° 5' 33.5''	9.19
	11	58° 16' 1.9''	8.70
		Középérték	8.94

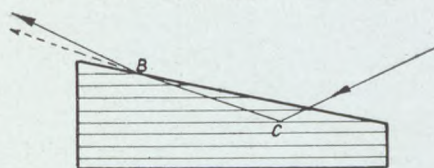
Kiszámíthatjuk a törésmutató (μ) értékét is:

$$\begin{aligned} \mu &= 1 - \delta = 1 - 8.94 \cdot 10^{-6} = 1.000,000,00 \\ &\quad - 0.000,008,94 \\ &\quad \hline &0.999,991,06 \end{aligned}$$

Láthatjuk e táblázatból azt is, hogy a törésmutató alig kisebb valamivel az 1-nél. Nemcsak a csillám esetében, hanem általában így van ez. Tehát a sugarak eredeti beesési irányuktól alig térnek el 4—5 szögmásodperccel. Nem csudálkozhatunk hát rajta, hogy régebben egyáltalában nem észlelték a Röntgen-sugarak törését.

NAGY L. JÓZSEF a rézsulfát-kristály törésmutatóját mérte meg főleg a réz- és wolfram színképi vonalaira nézve.

Mikor már a Bragg-féle törvénytől való eltérés tapasztalati tényré vált, olyan kísérleti módszereket is eszeltek ki, amelyekkel e kicsiny eltérést szembetűnő módon sikerült igazolni, mintegy fokozni lehetett. E módszereket egyúttal a törésmutató pontosabb megmérésére is föl tudták használni. Az eddigi kísérletekben többnyire a kristály természetes határlapjával párhuzamos atómsíkok szerepeltek és a visszavert sugár teljesen *szimmetrikus* volt a beesőhöz képest. BERGEN DAVIS amerikai kutató jött arra a gondolatra, hogy *aszimmetrikus* visszaverődést valósít meg. E célból a kristályt úgy csiszolta le, hogy a visszaverő atómsíkok bizonyos szöget zártak be a határlappal (196. kép). Mi ennek az előnye? Ekkor a kristály belsejéből a határlaphoz érkező sugár (BC) beesési szöge igen kicsiny lesz, de éppen ezért a határlap átlépésekor nagyobb lesz az irányváltozása, mint nagyobb beesési szög esetén. Ezzel az egyszerű lépéssel sikerült tízszer, sőt százszor olyan nagy eltéréseket észlelni a Bragg-féle egyenlettől, mint a szimmetrikus visszaverődéskor. Még másféle fogásokat is használtak az eltérés növelésére, de ezekre nem terjeszkedünk ki.



196. kép.
Az aszimmetrikus visszaverődés.

Az eddigiekben a Bragg-féle egyenlet közvetítésével jutottunk rá a Röntgen-sugarak törésére. Vajjon közvetlenül is meg lehet-e erről győződni? Igen! Közöséges *üveghasábon áthaladva* is megtörik a Röntgen-fény, akárcsak a fénysugár. Erről és a vele kapcsolatos nevezetes jelenségekről, amelyek végképen lerombolták a válaszfalat a Röntgen-sugár és a fénysugár között, majd később emlékezünk meg.

76. A régi egyenlet az újnak határese. Most inkább térjünk vissza még egy pillanatra az általánosított Bragg-egyenlethez és mondjuk meg, mikor kapjuk ebből határesetképen a régít. Tudjuk, hogy

$$d_n = d \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \theta_n} \right).$$

A δ nagyon kicsiny szám a 6-ik táblázat szerint: száz-ezred, sőt milliomodrészek körül van. De ebből még nem következik, hogy a kivonandó kicsiny: hiszen ha egy kicsiny számot kicsiny törttel osztunk, hányadosul nagyot is kaphatunk. Tehát mindaddig, amíg a θ_n kicsiny szög (néhány

foknyi), sinusának a négyzete is olyan kicsiny, hogy a kivonandó figyelembe veendő. Mihelyt azonban a ϑ_n nagyobbodik, magasabb rendű visszaverődést észlelünk, akkor a sinusa már nem sokkal kisebb az 1-nél. Így azután a kivonandó alig lesz nagyobb magánál a δ -nál és elhagyható az 1 mellett. *Tehát a magasabbrendű visszaverődéskor az általánosított Bragg-egyenletnek határ-esei a régi.*

Ezt még inkább beláthatjuk, ha az általánosított Bragg-egyenletet egy kicsit átalakítjuk. A benne szereplő műveletek elvégzése után olyan másodfokú egyenletet kapunk, amelyben a $\sin \vartheta_n$ tekinthető ismeretlen mennyiségnek. Ezt az egyenletet a közönséges szabályok szerint megoldjuk. Csekély mennyiségek elhanyagolása után azt kapjuk, hogy

$$(35) \quad n\lambda = 2d \left(1 - \frac{4d^2}{n^2} \frac{\delta}{\lambda^2} \right) \sin \vartheta_n.$$

[A levezetés a következő. A módosított Bragg-egyenlet így hangzik :

$$n\lambda = 2d \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_n} \right) \sin \vartheta_n.$$

Elvégezve a szorzást és a törtek összevonását :

$$n\lambda = 2d \frac{\sin^2 \vartheta_n - \delta}{\sin \vartheta_n}.$$

Az egyenlet elrendezése után :

$$\sin^2 \vartheta_n - \frac{n\lambda}{2d} \sin \vartheta_n - \delta = 0.$$

Ez egy másodfokú egyenlet az $x = \sin \vartheta_n$ -re:

$$ax^2 + bx + c = 0.$$

Megoldjuk a szokásos módon :

$$x = \frac{1}{2a} \left(-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac} \right).$$

Ennek alapján :

$$\sin \vartheta_n = \frac{1}{2} \left(\frac{n\lambda}{2d} + \sqrt{\left(\frac{n\lambda}{2d} \right)^2 + 4\delta} \right)^*.$$

A számítások elvégzése után

$$(36) \quad \sin \vartheta_n = \frac{n\lambda}{2d} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{16d^2}{n^2} \frac{\delta}{\lambda^2}} \right) \frac{1}{2}.$$

* A négyzetgyökjel előtt a negatív jelet nem vesszük figyelembe, mert ennek nincs fizikai értelme.

A négyzetgyökök helyett közelítő értékét írhatjuk:

$$\sqrt{1 + \frac{16 d^2 \delta}{n^2 \lambda^2}} = 1 + \frac{8 d^2 \delta}{n^2 \lambda^2}.$$

Hogy ez valóban közelítő érték, arról meggyőződhetünk, ha a jobboldali mennyiséget négyzetre emeljük és a δ^2 -es tagot elhanyagoljuk: ekkor ugyanis megkapjuk a gyökjel alatti mennyiséget.

Az utóbbi egyenlet alapján a (36) így alakul:

$$\sin \vartheta_n = \frac{n \lambda}{2 d} \left(1 + \frac{4 d^2 \delta}{n^2 \lambda^2} \right) \quad \text{és} \quad n \lambda = 2 d \frac{1}{1 + \frac{4 d^2 \delta}{n^2 \lambda^2}} \sin \vartheta_n.$$

A jobboldali törtet végtelen geometriai sorba lehet kifejtteni még akkor is, ha az $n=1$, mert a többi mennyiségek a tapasztalat szerint 1-nél kisebb hányadosot adnak. Sőt elég a geometriai sor első két tagját figyelembe venni, mert a többiek ezekhez képest elhanyagolhatók. Tehát

$$n \lambda = 2 d \left(1 - \frac{4 d^2 \delta}{n^2 \lambda^2} + \dots \right) \sin \vartheta_n.$$

Ez meg a fenti (35) egyenlet.]

Ez csak abban különbözik az előbbtől (32), hogy most a d_n kifejezésében nem szerepel az n -ed rendű visszaverődési szög, hanem maga az n rendszám és még néhány más mennyiség. Az n a fontos! Ha ugyanis nagy rendszámú visszaverődésről van szó, vagyis az n igen nagy egész szám, akkor nyugodt lélekkel zérusnak vehetjük a zárójelben szereplő kivonandót: hiszen a nagy n szám négyzete osztóképen fordul elő benne. De ekkor a zárójelben csak az 1 marad; vagyis megkapjuk az eredeti Bragg-féle egyenletet. Mi a tanulság ebből? Ismét az, hogy nagy rendszámú visszaverődés esetében a Bragg-egyenlet változatlanul érvényes; ekkor a Röntgen-sugár törése semmiféle számbajövő változást nem okoz. Hasonló eredményre vezetett DARWIN és EWALD elmélete is, melyben az atomok kölcsönhatását is figyelembe vették.

Még egy megjegyzést kell tennünk a $\frac{\delta}{\lambda^2}$ hányadosra vonatkozólag. Míg a δ függ a Röntgen-sugár hullámhosszától, addig a $\frac{\delta}{\lambda^2}$ hányados az elmélet szerint első közelítésben ettől független. De bizonyítja ezt az állítást a tapasztalat is, mégpedig nagyon különböző hullámú sugarakra vonatkozólag. A hányados számértéke a csillámra — ha λ -t Å-ben fejezzük ki — középértékben 3.9×10^{-6} , amely érték az elmélet által

megkívánt eredménnyel jó összhangban van. Valamivel kisebb a mészpátkristályra kapott érték: 3.69×10^{-6} . Mindkét számértéket LARSSON svéd fizikus határozta meg.

77. A mészpátkristály állandója. Az általánosított Bragg-egyenlet alapján most már tudjuk, hogy nem lehet a különböző rendű visszaverődések alkalmával mindig ugyanazzal az atómsík-távolsággal számolni, hanem ez függ a rendszámtól. Mégpedig a *mészpát* esetében

$$d_n = d \left(1 - \frac{4d}{n^2} \cdot \frac{\delta}{\lambda^2} \right) = d \left(1 - \frac{135}{n^2} \cdot 10^{-6} \right),$$

ha a zárójelen belül d -nek előbbi értékét használjuk föl 18°C -on. Ha a zárójelen kívül is ezt az értéket választjuk, vagyis

$$d = 3029.04 \text{ X } 18^\circ\text{C-on},$$

akkor a nagyobb rendszámoknak megfelelő d_n -ek ennél mindig kisebbek lesznek. Ez lenne a helyes eljárás.

SIEGBAHN mégis ennél nagyobb értéket választott a d részére, amelyet persze a kémiai és fizikai állandókból való számítás pontossága megengedett. Vezérgondolata az volt, hogy az első rendhez tartozó d_1 legyen egyenlő a fenti értékkel:

$$d_1 = d(1 - 135 \cdot 10^{-6}) = 3029.04 \text{ X } 18^\circ\text{C-on}.$$

Mégpedig azért választotta ezt, mert a legtöbb színképvonal hullámhosszát a Bragg-egyenlet alapján első rendben mérték meg az említett d_1 állandóval. Tehát e választás nyomán semmiféle javításra nem volt szükség a hullámhosszúsági táblázatokban.

Megmondhatjuk azt is, hogy mekkora lesz ennek a d_1 -nek megfelelő d , a valódi atómsíktávolság:

$$d = \frac{d_1}{1 - 135 \cdot 10^{-6}} = 3029.45 \text{ X } 18^\circ\text{C-on}.$$

Ez egyúttal a végtelen nagy rendszámhoz tartozó d_∞ érték. A mészpát kémiai és fizikai állandói csak olyan pontossággal ismeretesek, hogy ez az érték a hibahatárokon belül esik.

A mellékelt 7. táblázatban a mészpát és kőszó különböző rendszámú d értékei találhatók meg 18°C -on; alig térnek el egymástól valamivel.

7. táblázat.

d_n	Mészpát :	Kőso :
d_1	3029·04 X egység	2814·00 X egység
d_2	3029·34	2814·19
d_3	3029·40	2814·22
d_4	3029·42	2814·23
d_5	3029·43	2814·24
$d=d_\infty$	3029·45	2814·25

Mi sem bizonyítja jobban a Röntgen-sugárzási mérések pontosságát, mint az, hogy e parányi eltérések is kísérletileg észlelhetők !

Hasonló táblázatot lehet összeállítani más kristályokra is, így mindenekelőtt a kvarcra, gipszre és csillámra, amelyeket a Röntgen-színképmérésekben gyakran használnak (218. old.) E táblázatoknak alapja persze a fenti d_1 számérték. A színképi táblázatok is mind erre vonatkoznak.

Vagyis még egyszer: a következő λ -táblázatokban a mészpátkristály hasadási lapjaival párhuzamos atómsíkok távolsága

$$d_\infty = d = 3029·45 \text{ X egység } 18^\circ\text{-on.}$$

Ha e helyett ez állandónak ezidőszent legvalószínűbb értékét vesszük, vagyis

$$d_\infty = d = 3029·04 \text{ X egység } 18^\circ\text{-on,}$$

akkor az összes táblázatok adatai $0·136^\circ_{00}$ -kel (ezrelékkal) kisebbítendőek.

A Bragg-egyenletnek még további általánosításához jutunk, ha a Röntgen-sugaraknak úgynevezett rendellenes színszóródását (anomális diszperzióját) is figyelembe vesszük, de erre nem térünk ki.

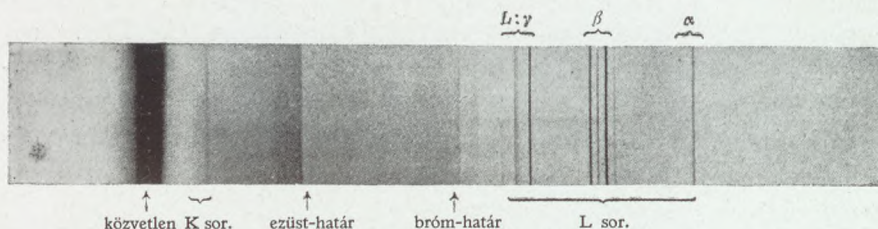
Itt az ideje már, hogy a sok előkészület után közelebbről megismerkedjünk a Röntgen-színképekkel.

IX. FEJEZET.

Elemek jellemző sugárzásának színeképei.

(Vonalas, emissziós Röntgen-színeképek.)

A Röntgen-lámpából kilépő teljes sugárzás színeképét valamelyik forgókristályos spektrográffal lefényképezhetjük (197. kép). A fényképen mindenekelőtt határozott fekete vonalak ötlenek szemünkbe, amelyek kisebb-nagyobb csoportokba tömörülnek: ez a *vonalas színekép*, melybe az antikatód

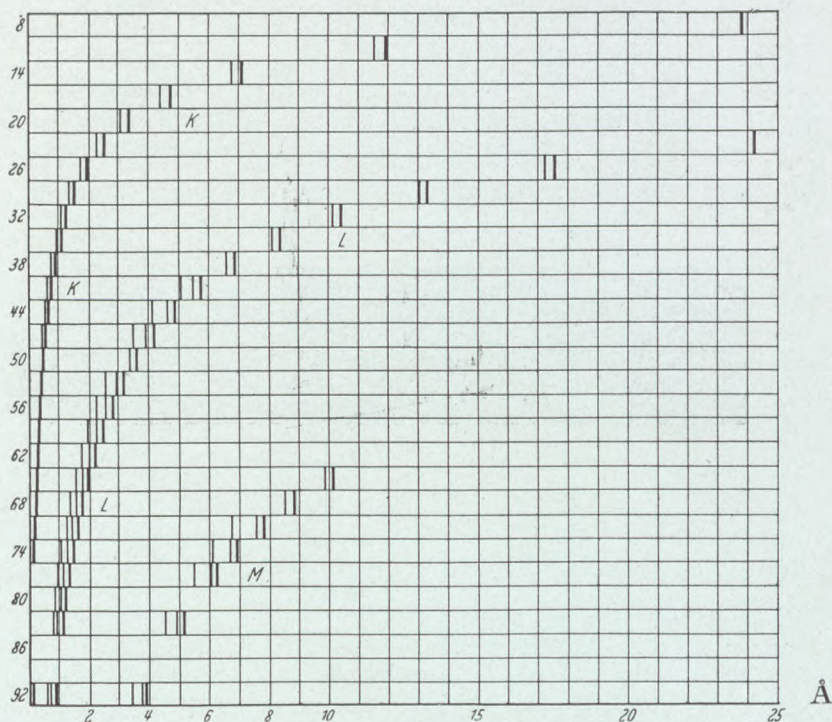


197. kép. A Röntgen-színekép de Broglie M. nyomán.
(A rövidhullámú határt l. a 98. képen, itt elmosódott.)

anyagának jellemző színeképvonalai tartoznak. Helyzetük független a lámpára kapcsolt feszültségtől, csak az antikatód anyagi minőségével változik meg. Nem újság ez: ki ne ismerné a nátriumra annyira jellemző sárga színeképi vonalat, vagy ki ne gyönyörködött volna a rézrudacskák között átvágó elektromos szikra színeképvonalainak pompás sorozatában? Nemcsak a látható színekép dicsekedhetik az elemekre jellemző vonalakkal, hanem a Röntgen-színekép is. E Röntgen-vonalakat keménységük szerint csoportokba osztják: ezek a *K*, *L*, *M*, *N* és *O* sorozatok, amelyek közül egy elem esetén legkeményebbek a *K* sorozat tagjai, a többiek ellenben fokozatosan lágyabbak. A színeképvonalak kevésbé sötét alapból emelkednek ki, amely a rövidhullámú oldalon hirtelen megszűnik, élesen határolt, a másik oldalon ellenben fokozatosan, szép lassan enyészik el: ez a *folytonos Röntgen-színekép*, amelynek rövidhullámú határa szintén független az antikatód anyagi minőségétől, erőssége azonban a feszültségen kívül az anyagi minőséggel is változik. Most elsősorban a színeképvonalakkal óhajtunk

foglalkozni s csak később emlékezünk meg a színeképfolytonos részéről.

Többször említettük már, hogy a *K* és *L* jellemző sugárzási fajt BARKLA fedezte föl (1908), mégpedig a másodlagos sugárzásban. Mindegyik fajtát teljesen egynemű (homogén) sugár-

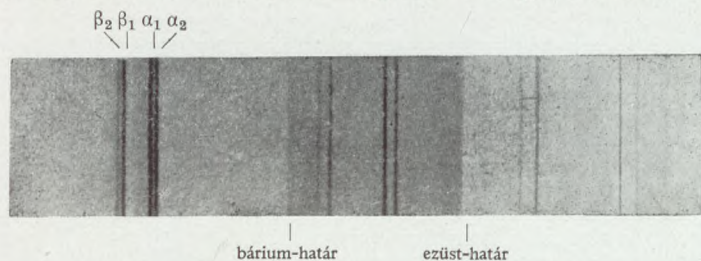


198. kép. Az elemek *K*, *L*, *M* színeképvonal-sorozata.

zásnak tartotta. Majd KAYE (1908) észrevette, hogy e jellemző sugarak benne vannak az antikatód közvetlen sugárzásában is. Ezt BEATTY is megerősítette (1912), később pedig WHIDDINGTON is. BRAGG (1913) az ő iónos spektrométerével azt is kimutatta, hogy a platina, palladium és más fémek jellemző sugárzása nem szigorúan egynemű, hanem egymáshoz közeleső hullámú alkatrészekből áll, amelyek a spektrométerben szétválnak, elkülönülnek. Utána MOSELEY (1913) vizsgálta meg a kalciumtól a cinkig előforduló elemek *K* sorozatát, majd az alumíniumtól az aranyig található elemek *L* sorozatát is. Szép fényképfölvételeket készített a színeképvonalakról és nevezetes törvényszerűségeket állapított meg rájuk, amelyekről meg fogunk emlékezni. A lágyabb *M* sorozatot SIEGBAHN fedezte föl a nagy atómsúlyú

elemek körében (1916). Ugyanitt észlelték az *N* sorozat tagjait is DOLEJŠEK és HJALMAR 1923-ban. Majd a francia DAUVILLIER és THIBAUD 1926-ban még ennél is lágyabb vonalakat találtak, amelyek az *O* sorozatba tartoznak. Néhány kutató meg viszont a *K* sorozat tagjainál keményebb sugárzást is vélt fölfedezni, amelyet *I* sorozatnak nevezett. Kiderült azonban, hogy ez csak valamilyen magasabbrendű elemtől származott, amellyel a vizsgált anyag szennyezve volt.

A különböző elemek *K*, *L* és *M* vonalsorozatának tagjai láthatók a 198. képen. Helykímélés céljából csak minden harmadik elemet jelöltük meg az oxigéntől kezdve egészen az uránig. A hiányzó vonalakat egyelőre még nem mérték meg.



199. kép. A wolfram *K* sorozata.

E képre való pusztá rátekintés megtanít bennünket egy nagyon fontos igazságra: az egyes vonalsorozatok fokozatosan keményednek, amint a magasabb rendszámú elemek felé haladunk. Sőt arra is alkalmasak e vonalsorozatok, hogy általuk ellenőrizzük valamelyik elem elhelyezését a periódikus rendszerben. Érdekes, hogy e Röntgen-színképvonalak semmiféle szakszösséget (periodicitást) nem mutatnak: nem ismétlődnek bennük bizonyos tulajdonságok a rokonelemeknek megfelelően.

A wolfram-fém vonalsorozatainak hullámhosszúságát még külön is megemlítjük, mert ezt a fémet igen gyakran használják antikatódnak:

<i>K</i> sorozatának tagjai	178 és 213 X
<i>L</i> „ „	1025 és 1675 X
<i>M</i> „ „	5162 és 8975 X

közé esnek.

Foglalkozzunk most részletesebben a *K* vonalakkal.

78. A *K* sorozat. A nehezebb elemek *K* sugárzása (a Zn-től fölfelé) négy vonalra hasad szét, ha kisebb felbontású spektroszkóppal vizsgáljuk. Nagyon szépen látható ez a 199. képen,

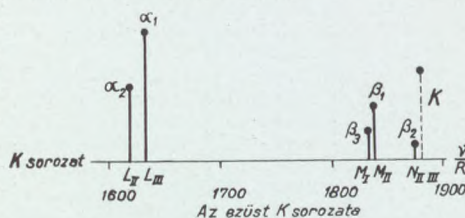
mely a wolfram K sorozatának tagjait ábrázolja több rendben. SIEGBAHN α és β csoportba osztotta be e vonalakat és

$$\alpha_1 \quad \alpha_2 \quad \beta_1 \quad \beta_2$$

betűkkel jelölte: a hátrább álló betűk gyengébb vonalakat jelentenek. Egy kis változás áll be a sorrendben, ha azt akarjuk, hogy a hátrább lévő betűk mindig rövidebb hullámú (keményebb) vonalakat jelentsenek. Ekkor a sorrend így alakul (199. kép):

$$\alpha_2 \quad \alpha_1 \quad \beta_1 \quad \beta_2$$

Érdekes, hogy az α_2 és α_1 vonalak hullámhosszának különbsége (távolsága a színeképben) majdnem az összes elemekre állandó, mégpedig körülbelül $4X$. (8. táblázat). Nem mondhatjuk ezt a β vonalokról. Ezeknek a távolsága ugyanis általában növekszik, ha a nagyobb rendszámú elemektől a kisebbek felé haladunk. Nagyobb fölbontású spektroszkópban a β_1 vonal is kettéhasad: β_1 és β_3 összetevőre, amelyeknek távolsága $0.6 X$ körül van.



200. kép. Az ezüst K sorozata.
(A β_3 alá M_{II} , a β_1 alá M_{III} gondolendő.)

A kisebb rendszámú elemek K sugárzásának színeképe már nem ilyen egyszerű. Sőt néha nagyszámú mellékvonal csatlakozik a fővonalakhoz. Különösen tapasztalható ez a cinknél (30) kisebb rendszámú elemek körében, bár néha a nehéz elemek színeképében is fellépnek e mellékvonalak. Ezeknek a keletkezéséről is majd később emlékezünk meg. Hasonló eset forog fenn a látható színeképvonalak körében is: az elektromos szikra színeképvonalainak száma sokszor jóval felülmúlja az ívfény vonalaiét. A szikra színeképében látható vonalakat szikravonalaknak nevezik. Ezt az elnevezést átvették a Röntgen-színekép mellékvonalaira is.

A K sorozat vonalait nemcsak hullámhosszúságuk, hanem rezgésszámuk (ν) szerint is el lehet rendezni. A rövidhullámú sugárnak nagy a rezgésszáma, a hosszú hullámúnak pedig kicsiny. Tehát ha a K vonalakat rezgésszámuk szerint rendezzük el, akkor sorrendjük éppen megfordul. A Röntgen-sugarak rezgésszáma általában igen nagy: nem is billió, hanem trilliórendű, mert hullámhosszuk igen kicsiny. Ezért célszerű az összes rezgésszámokat egy közös állandóval elosztani. Ezt az állandót R -rel

8. táblázat.

A K-sorozat tagjainak hullámhossza X egységben. (Siegbahn szerint.)

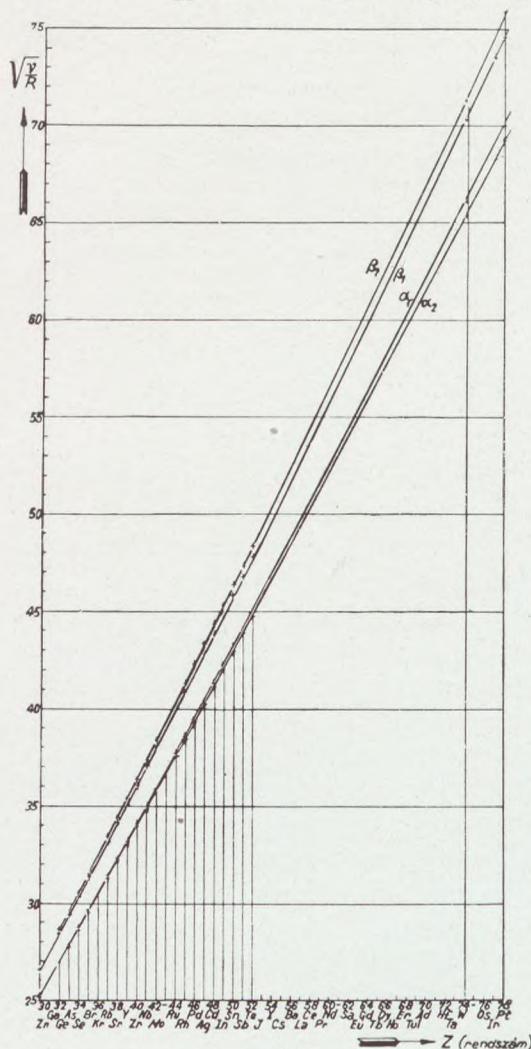
Elem	α_2	α_1	β_1	β_2	K elnyelési határ	Elem
11 Na	11885		11594	—	—	11 Na
12 Mg	9869.0		9539	—	9496.2	12 Mg
13 Al	8320.5		7965	—	7935.6	13 Al
14 Si	7111.06		6754.5	—	6731.0	14 Si
15 P	6142.5		5792.1	—	5774.9	15 P
16 S	5363.7	5361.3	5021.1	—	5008.8	16 S
17 Cl	4721.2	4718.2	4394.2	—	4383.8	17 Cl
19 K	3737.07	3733.68	3446.8	—	3431.0	19 K
20 Ca	3354.95	3351.69	3083.4	—	3064.3	20 Ca
21 Sc	3028.40	3025.03	2773.9	—	2751.7	21 Sc
22 Ti	2746.81	2743.17	2509.0	—	2491.2	22 Ti
23 Va	2502.13	2498.35	2279.7	—	2263.0	23 Va
24 Cr	2288.91	2285.03	2080.6	—	2065.9	24 Cr
25 Mn	2101.49	2097.51	1906.20	—	1891.6	25 Mn
26 Fe	1936.012	1932.076	1753.013	—	1739.4	26 Fe
27 Co	1789.19	1785.29	1617.44	—	1604.0	27 Co
28 Ni	1658.35	1654.50	1497.05	1485.61	1483.9	28 Ni
29 Cu	1541.23	1537.39	1389.35	1378.24	1377.4	29 Cu
30 Zn	1436.03	1432.17	1292.55	1281.07	1280.5	30 Zn
31 Ga	1340.87	1337.15	1205.20	1193.8	1190.2	31 Ga
32 Ge	1255.21	1251.30	1126.71	1114.59	1114.6	32 Ge
33 As	1177.43	1173.44	1055.10	1042.81	1042.63	33 As
34 Se	1106.52	1102.48	990.13	977.91	977.73	34 Se
35 Br	1041.66	1037.59	930.87	918.53	918.09	35 Br
36 Kr	978		875	—	—	36 Kr
37 Rb	927.76	923.64	826.96	814.76	814.10	37 Rb
38 Sr	877.61	873.45	781.30	769.21	768.37	38 Sr
39 Y	831.32	827.12	739.19	727.13	725.5	39 Y
40 Zr	788.51	784.30	700.28	688.50	687.38	40 Zr
41 Nb	748.89	744.65	664.38	652.80	651.58	41 Nb
42 Mo	712.80	707.83	630.98	619.70	618.48	42 Mo
44 Ru	646.06	641.74	571.31	560.51	558.4	44 Ru
45 Rh	616.37	612.02	544.49	533.96	533.03	45 Rh
46 Pd	588.63	584.27	519.47	509.18	507.95	46 Pd
47 Ag	562.67	558.28	496.01	486.03	484.48	47 Ag
48 Cd	538.32	533.90	474.08	464.20	463.13	48 Cd
49 In	515.48	511.06	453.58	444.08	442.98	49 In
50 Sn	494.02	489.57	434.30	424.99	423.94	50 Sn
51 Sb	473.87	469.31	416.23	407.10	406.09	51 Sb
52 Te	454.91	450.37	399.26	390.37	389.26	52 Te
53 J	437.03	432.49	383.15	374.71	373.44	53 J
54 X	417		360	—	—	54 X
55 Cs	404.11	399.59	353.62	345.16	344.04	55 Cs
56 Ba	388.99	384.43	340.22	332.22	330.70	56 Ba
57 La	374.66	370.04	327.26	319.66	318.14	57 La
58 Ce	361.10	356.47	315.01	307.70	306.26	58 Ce
59 Pr	348.05	343.40	303.60	296.25	295.1	59 Pr
60 Nd	335.95	331.25	292.75	285.73	284.58	60 Nd
62 Sa	313.02	308.33	272.50	265.75	264.4	62 Sa
63 Eu	302.65	297.90	263.07	256.45	254.8	63 Eu
64 Gd	292.61	287.82	253.94	247.62	246.2	64 Gd
65 Tb	282.86	278.20	245.51	239.12	237.6	65 Tb
66 Dy	273.75	269.03	237.10	231.28	230.1	66 Dy
67 Ho	264.99	260.30	—	—	222.64	67 Ho
68 Er	256.64	251.97	222.15	216.71	—	68 Er

Elem	α_2	α_1	β_1	β_2	K elnyelési határ	Elem
69 Tu	248·61	243·87	214·87	—	208·5	69 Tu
70 Yb	240·98	236·28	208·34	203·22	201·6	70 Yb
71 Cp	233·58	228·82	201·71	196·49	195·1	71 Cp
72 Hf	226·53	221·73	195·15	190·42	190·1	72 Hf
73 Ta	219·73	214·88	189·91	184·52	183·6	73 Ta
74 W	213·45	208·62	184·22	178·98	178·22	74 W
76 Os	201·31	196·45	173·61	168·75	167·55	76 Os
77 Ir	195·50	190·65	168·50	163·76	162·09	77 Ir
78 Pt	190·04	182·23	163·70	158·87	157·70	78 Pt
79 Au	184·83	179·96	159·02	154·26	153·20	79 Au
81 Tl	174·66	169·80	150·11	145·39	144·41	81 Tl
82 Pb	170·04	165·16	146·06	141·25	140·49	82 Pb
83 Bi	165·25	160·41	142·05	136·21	136·78	83 Bi
90 Th	136·8	132·3	116·9	113·4	112·70	90 Th
92 U	130·95	126·40	111·87	108·42	106·58	92 U

jelölik ; fizikai jelentéséről később emlékezünk meg. Most csak annyit mondunk, hogy a $\frac{\nu}{R}$ hányados értéke a Röntgen-vonalak körében trilliók helyett ezrekkel és százakkal fejezhető ki. Az ezüst K vonalait rezgésszámok szerint elrendezve látjuk a 200. képen. A vonalak hosszúsága egyúttal erőssége felől is tájékoztat. A szakadazott vonal (K) jelentéséről mindjárt szó lesz. A vízszintes vonal alatt látható nagy betűk jelentését később mondjuk meg ; most csak annyit, hogy e betűk arról tájékoztatnak, milyen változás áll be az atom szerkezetében, mikor a fölöttük álló vonalat sugározza ki.

MOSELEY nemcsak először határozta meg rendszeresen sok elem K vonalának a hullámhosszúságát, hanem egy igen nevezetes törvényszerűséget is állapított meg rájuk vonatkozólag, melyet később elméletileg is megindokolunk. Ennek kifejezése végett a hullámhosszúság helyett ismét a rezgésszámot használjuk a színekpvonalak megkülönböztetésére, majd MOSELEY példáját követve négyzetgyököket vonunk az összes elemek ugyanolyan fajta K vonalának a rezgésszámából; azután pedig ezt a $\sqrt{\nu}$ -t ábrázoljuk egy koordináta-rendszerben az elemek rendszámának a függvényeképen. Arra a nevezetes eredményre jutunk, hogy a *rezgésszám négyzetgyöke a rendszám függvénye gyanánt majdnem egyenes vonallal ábrázolható*. A rezgésszámokat még az előbbi R állandóval előbb el szokták osztani, hogy ne kelljen olyan óriási számokkal dolgozni. Így azután a $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ -et rajzolják meg a rendszám függvényeképen. A kapott vonalak a 201. képen láthatók.

A K sorozat gerjesztésére vonatkozólag is nevezetes törvényszerűségek állnak fenn. Először is nem lehet valamely elemnek egyetlen K vonalát gerjeszteni, hanem vagy valamennyi



201. kép.

A K sorozathoz tartozó Moseley-féle vonalak.

β és még keményebb a γ vonalcsoport. A csoportok egyes elemeit 1, 2, 3... indexek különböztetik meg egymástól, mégpedig a nagyobb indexek mindig gyengébb vonalakat jelentenek:

$$\alpha_1 \alpha_2, \beta_1 \beta_2 \beta_3 \dots, \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \dots$$

A vonalak száma változik az elemek szerint. Az említett csoportokon kívül még előfordul két különálló vonal: az l és

jelentkezik egyszerre, vagy egyik sem. Tehát van a feszültségnek egy úgynevezett küszöbértéke, amelyen át kell lépniünk, hogy egy elem K sorozata napvilágot lásson. Ezt gerjesztési határnak is nevezzük.

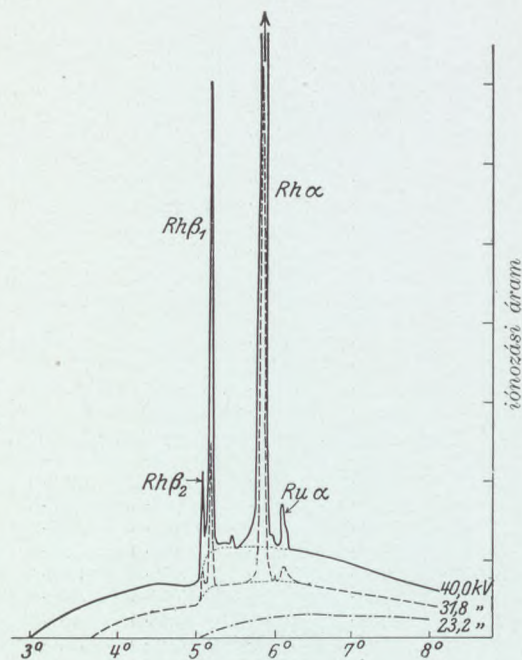
Jó példa erre a rhodium-fém színeképe, amelyet WEBSTER iónos spektrométerrel vizsgált meg különböző feszültségek bekapcsolásakor (202. kép). Látható, hogy 23,2 kilovolt esetén még egyáltalában nem jelennek meg a K vonalak; 31,8 kilovolt alkalmával ellenben igen, 40 kilovolt bekapcsolásakor meg már nagyon erősek. Az antikatód csekély tömegű ritheniummal szennyezve volt.

79. Az L sorozat. Ez már sokkal gazdagabb vonalakban, mint a K sorozat. A vonalak három kisebb csoportba foglalhatók össze, amelyeket SIEGBAHN szerint α, β és γ csoportoknak nevezünk. Az α csoport a leglágyabb, már keményebb a

γ vonal. A színeképvonalak elhelyezkedését néhány nehezebb elem esetében láthatjuk a 203 képen. A vonalak itt úgy vannak eltolva, hogy a legerősebb (α_1) vonalak egy egyenesbe esnek. Érdekes, hogy a kisebb rendszámú elemek *L* sorozata sokkal egyszerűbb, mint a nehéz elemeké: a vonalak száma az egyes csoportokban megcsappan. Tehát éppen ellenkező viszonyok vannak itt, mint a *K* sorozatban. Ez a jelenség a vonalak keletkezésének módjában és az atom szerkezetében leli magyarázatát. Az *L* sorozat fontosabb tagjainak hullámhossza megtalálható a 9. táblázatban.

Az *L* sorozat vonalait is el lehet rendezni a rezgésszámok szerint is. Mielőtt ezt tennénk, megemlékezünk egy igen nevezetes tapasztalati igazságról, melynek alapján a vonalaknak három új csoportba való beosztása válik szükségessé. Ezt már majd a rezgésszámok szerint végezzük. A *K* sorozatban tapasztaltak szerint itt is azt várhatnánk, hogy lesz

egy feszültségi küszöb, amelynek átlépése után az összes *L* vonalak egyszerre megjelennek, míg alatta egy sem. A dolog nem egészen így van. Ugyanis az előbbi egy helyett itt *három gerjesztési határ*, illetőleg lépcsőfok van, amelyeknek elérésekor mindig megjelenik a színeképben egy-egy vonalcsoport, melyet L_{III} , L_{II} és L_I csoportnak nevezünk: az első a legkisebb (leglágyabb), az utolsó a legnagyobb rezgésszámú (legkeményebb) csoport. Ha a lámpára kapcsolt feszültséget szép fokozatosan növeljük, akkor egy bizonyos feszültség esetén megjelennek az L_{III} csoport összes elemei, majd a második lépcsőfokon az L_{II} tagjai, végre a legnagyobb feszültség alkalmával a legkeményebb L_I csoport vonalai; ilyenkor persze az összes többi vonalak is meg-



202. kép. A rhodium ionozási görbéi különböző feszültségek esetén.

9. táblázat. Az L sorozat tagjainak

Elem	4	β_3	γ_2	γ_3	γ_4	η	β_1	γ_1
23 V	—	—	—	—	—	—	—	—
24 Cr	—	—	—	—	—	—	21-19	—
25 Mn	—	—	—	—	—	—	19-04	—
26 Fe	15-61	—	—	—	—	19-65	17-22	—
27 Co	—	—	—	—	—	17-77	15-62	—
28 Ni	13-14	—	—	—	—	16-17	14-235	—
29 Cu	12-10	—	—	—	—	14-83	13-029	—
30 Zn	11-16	—	—	—	—	13-61	11-958	—
32 Ge	—	—	—	—	—	11-585	10-152	—
33 As	8-911	—	—	—	—	10-710	9-394	—
34 Se	—	—	—	—	—	9-234	8-717	—
35 Br	—	—	—	—	—	9-939	8-108	—
37 Rb	6802-8	6769-9	6028-2	—	—	8029-0	7060-4	—
38 Sr	6385-5	6349-9	5629-4	—	—	7505	6609-2	—
39 Y	6001-9	5967-8	—	—	—	—	6198-4	—
40 Zr	5652-7	5618-2	4941-2	—	—	6593-1	5822-8	5373-0
41 Nb	5331-4	5295-9	4639	—	—	6195	5479-6	5024-1
42 Mo	5035-8	5000-2	4361-3	—	—	5835	5165-8	4711-1
44 Ru	4512-6	4476-4	3887-9	—	—	—	4611-00	4172-82
45 Rh	4277-8	4241-3	3677-0	—	—	4911-2	4364-00	3935-7
46 Pd	4062-3	4025-7	3480-9	—	—	4650-2	4137-30	3716-36
47 Ag	3861-1	3824-45	3299-7	—	—	4410-1	3926-64	3514-85
48 Cd	3674-25	3636-42	3131-6	—	—	4187-5	3730-08	3328-00
49 In	3499-0	3461-9	2973-6	2919-1	—	3976-1	3547-83	3155-29
50 Sn	3336-3	3298-9	2827-3	2771-3	—	3781-8	3377-92	2994-93
51 Sb	3184-3	3145-14	2688-9	2633-6	—	3599-6	3218-36	2845-07
52 Te	3040-0	3001-3	2564-9	2505-7	—	—	3069-97	2706-47
53 J	2906	2867	—	—	—	—	2930-93	2577-48
55 Cs	2660-5	2622-93	2232-2	2227-0	2169-1	2983-3	2677-84	2342-52
56 Ba	2549-8	2511-0	2134-0	2129-5	2071-5	2857-1	2562-24	2236-60
57 La	2443-8	2405-3	2041-6	2036-5	1978-7	2734	2453-30	2137-20
58 Ce	2344-2	2305-9	1955-9	1950-9	1895-2	2614-7	2351-00	2044-33
59 Pr	2250-1	2212-4	1875-0	1869-9	1815-3	2507	2253-90	1956-81
60 Nd	2162-2	2122-2	1797-4	1792-5	1740-8	2404-2	2162-21	1873-83
62 Sm	1996-4	1958-0	1655-9	1651-7	1603-3	2214	1993-57	1723-09
63 Eu	1922-1	1882-7	1593-9	1587-7	—	—	1916-31	1654-3
64 Gd	1849-3	1810-9	1531-0	1525-9	1481-8	—	1842-46	1558-63
65 Tb	1781-4	1742-5	1473-8	1468-3	1423-9	—	1772-68	1526-6
66 Dy	1716-7	1677-7	1420-3	1413-9	1371-4	1892-2	1706-58	1469-27
67 Ho	1655-3	1616-0	1367-7	1361-3	1319-7	1822-0	1643-52	1414-2
68 Er	1596-4	1557-9	1318-4	1311-8	1273-2	1754-8	1583-44	1362-3
69 Tu	1541-2	1502-3	1271-2	1265-3	1226-4	1692-3	1526-8	1312-7
70 Yb	1488-2	1449-4	1225-6	1219-8	1182-0	1631-0	1472-5	1264-8
71 Cp	1437-2	1398-2	1183-2	1177-5	1141-0	1573-8	1420-7	1220-3
72 Hf	1389-3	1349-7	1141-3	1135-6	1100-1	1519-7	1371-1	1176-5
73 Ta	1343-1	1304-1	1102-9	1097-1	1062-4	1465-5	1324-23	1135-58
74 W	1298-79	1259-92	1065-88	1059-87	1025-8	1418-1	1279-17	1096-30
75 Re	—	—	—	—	—	—	1236-04	—
76 Os	1215-0	1177-2	—	—	—	—	1194-59	1022-47
77 Ir	1176-4	1137-9	963-6	956-6	—	—	1155-40	988-76
78 Pt	1139-8	1099-50	931-7	925-6	895-0	1240-1	1117-58	955-99
79 Au	1104-4	—	901-25	895-68	866-3	1199-5	1081-28	924-61
80 Hg	1068-6	1030-1	869-5	869-5	834-8	1161-9	1046-52	894-6
81 Tl	1037-1	997-8	844-7	837-9	810-0	1125	1012-99	865-71
82 Pb	1004-69	966-02	818-2	813-70	783-6	1090-2	980-83	838-01
83 Bi	975-4	935-7	792-9	787-4	761	1057	950-02	811-43
90 Th	789	752-1	—	—	—	—	763-56	651-76
92 U	745-4	708-4	604-4	597-0	—	802-9	718-51	613-59

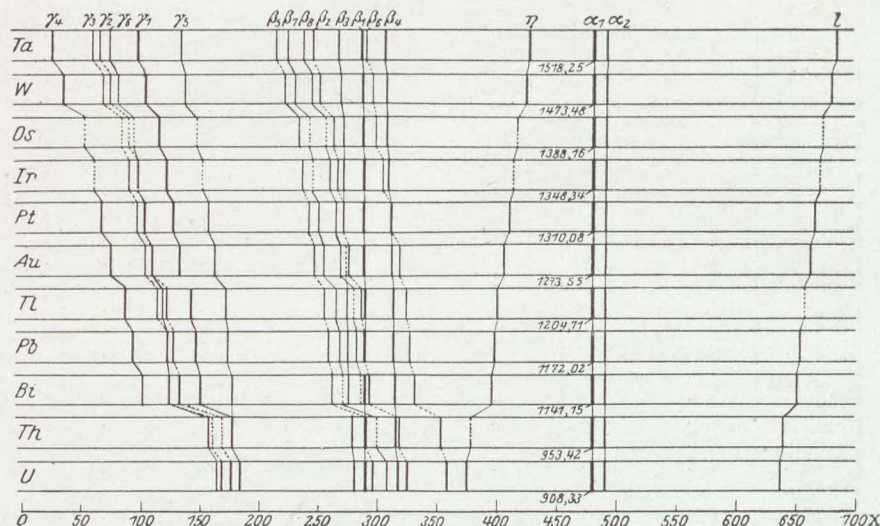
hullámhossza.* (SOMMERFELD szerint.)

γ_6	l	α_2	α_1	τ_2	β_5	L	L_{II}	L_{III}	Elem
—	—	24.2	—	—	—	—	—	—	23 V
—	—	21.53	—	—	—	—	—	—	24 Cr
—	—	19.39	—	—	—	—	—	—	25 Mn
—	20.12	17.58	—	—	—	—	—	—	26 Fe
—	18.20	15.94	—	—	—	—	—	—	27 Co
—	16.55	14.528	—	—	—	—	—	—	28 Ni
—	15.19	13.308	—	—	—	—	—	—	29 Cu
—	13.95	12.224	—	—	—	—	—	—	30 Zn
—	11.920	10.414	—	—	—	—	—	—	32 Ge
—	11.047	9.650	—	—	—	—	—	—	33 As
—	10.271	8.971	—	—	—	—	—	—	34 Se
—	9.563	8.357	—	—	—	—	—	—	35 Br
—	—	—	7302.7	—	—	5985.4	—	6841.3	37 Rb
—	7821	—	6847.8	—	—	5571.4	6162.1	6362.0	38 Sr
—	—	—	6434.9	—	—	5221.6	5737.3	5944.4	39 Y
—	6898	—	6055.9	5573.4	—	4857.4	5365.9	5561.0	40 Zr
—	6509	5717	5711.3	5225.3	—	4571.7	—	5212.1	41 Nb
—	—	5400	5394.3	4909.2	—	4289.7	4712.0	4904.2	42 Mo
—	—	4843.67	4835.67	4361.9	—	—	4164.8	4357.7	44 Ru
—	5207.0	4595.56	4587.78	4122.1	—	3620.8	3931.5	4118.4	45 Rh
—	4939.6	4366.60	4358.50	3900.7	—	—	—	—	46 Pd
—	4697.6	4153.82	4145.64	3693.83	—	3244.8	3506.2	3693.0	47 Ag
—	4471.3	3956.36	3947.82	3506.4	—	3070.9	3321.8	3495.3	48 Cd
—	4259.3	3772.42	3763.67	3331.2	—	2919.4	3139.5	3315.5	49 In
—	4063.3	3601.08	3592.18	3167.9	—	2769.6	2972.3	3149.3	50 Sn
—	3880.3	3440.75	3431.77	3016.6	—	2631.7	2821.9	2990.7	51 Sb
—	3710.1	3291.00	3281.99	2876.1	—	2503.9	2679.3	2845.7	52 Te
—	—	3150.87	3141.66	2746.08	—	2383.9	2547.5	2713.9	53 J
—	—	2895.60	2886.10	2506.4	—	—	2307.5	2467.4	55 Cs
—	3128.7	2779.02	2769.64	2399.3	—	2062.0	2199.3	2356.8	56 Ba
—	3000	2668.93	2659.68	2298.0	—	1968.9	2098.9	2253.7	57 La
—	—	2565.11	2556.00	2204.1	—	1885.6	2006.7	2159.7	58 Ce
—	2778.1	2467.63	2457.70	2114.8	—	1807.1	1920.1	2072.8	59 Pr
—	2670.3	2375.63	2365.31	2031.4	—	1731.7	1839.1	1990.7	60 Nd
—	2477.0	2205.68	2195.01	1878.1	—	1595.4	1699.1	1840.8	62 Sm
—	2390.3	2127.33	2116.33	1808.2	—	1533.3	1622.8	1771.7	63 Eu
—	2307.1	2052.62	2041.93	1741.9	—	1474.0	1558.7	1706.2	64 Gd
—	2229.0	1982.31	1971.49	1679.0	—	1418.1	1498.1	1645.3	65 Tb
—	2154.0	1915.64	1904.60	1619.8	—	1364.8	1441.4	1587.0	66 Dy
—	2082.1	1852.06	1840.98	1563.7	—	1314.6	1386.9	1532.2	67 Ho
—	2015.1	1791.40	1780.40	1510.6	—	1266.0	1334.9	1479.6	68 Er
—	1951.1	1733.9	1722.8	1460.2	—	1219.6	1284.9	1429.9	69 Tu
—	1890.0	1678.9	1667.79	1412.8	—	1176.5	1239.2	1382.4	70 Yb
—	1831.8	1626.36	1615.51	1367.2	—	1136.2	1194.5	1337.7	71 Cp
—	1777.4	1577.04	1566.07	1323.5	—	1095.3	1151.5	1293.0	72 Hf
1110.0	1724.2	1529.8	1518.85	1281.90	1250.6	1057	1110.2	1251.7	73 Ta
1072.0	1675.0	1484.38	1473.36	1242.03	1212.5	1020.5	1071.3	1211.6	74 W
—	—	—	1429.88	1204.1	—	—	—	—	75 Re
—	—	1398.2	1388.16	1168.38	1140	—	—	—	76 Os
963.6	—	1359.8	1348.47	1132.97	1103.0	—	—	—	77 Ir
931.7	1497.23	1321.55	1310.33	1099.74	1070.1	—	—	—	78 Pt
901.25	1456.54	1285.02	1273.77	1068.01	1038.2	—	—	—	79 Au
—	1418.3	1249.7	1238.63	1037.70	1007.8	—	—	—	80 Hg
841.7	—	1216.03	1204.93	1008.22	978.3	—	—	—	81 Tl
813.70	1346.62	1183.52	1172.58	979.90	949.52	—	—	—	82 Pb
787.4	1312.95	1153.3	1141.50	953.24	922.3	—	—	—	83 Bi
630.1	1112.41	965.24	954.05	791.92	762.59	—	—	—	90 Th
592.6	1064.77	920.14	908.74	753.07	724.13	—	—	—	92 U

* A 23 (V)-től 35 (Br)-ig Å egységben, a 37 (Rb)-től 92 (U)-ig X egységben.

maradnak. Tehát mégis csak van egy a K csoportéhoz hasonló küszöb, de vannak alatta más küszöbök is!

Ennek az első pillanatra sajátos tapasztalatnak a szellemében ábrázoljuk a wolfram L vonalsorozatának a rezgés-



203. kép. Néhány elem L sorozata.

számok szerint való eloszlását a 204. képen. Látjuk, hogy az erősség szerint készült beosztás egészen megváltozott: az α csoport tagjai összevegyülnek a β -ével stb. De mindegyik csoportnak megvan a maga küszöbfeszültsége, tehát ezek a vonalak származásuknál fogva tartoznak egy családba. A wolfram küszöbfeszültségei a következők:

$$\begin{aligned} L_{III} & \dots\dots\dots 10.2 \text{ kilovolt,} \\ L_{II} & \dots\dots\dots 11.5 \quad ,, \\ L_I & \dots\dots\dots 12.1 \quad ,, \end{aligned}$$

A vonalak hosszúsága itt is egymáshoz viszonyított erősségüket mutatja, míg a szakadozott vonalak jelentéséről később lesz szó. Már is láthatjuk, hogy a nehéz elemek L csoportja milyen bonyolult. De még inkább megerősíti ez állításunkat az, hogy az urán L sorozatában nem kevesebb, mint 30 vonalat észleltek.

Vajjon érvényes-e a Moseley-féle szabály az L sorozatra is? Igen! Ha szorgalmasan kiszámítjuk a különböző elemek

L sorozatának megfelelő tagjai részére a $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ -értékeket és ezeket egy koordináta-rendszerben ábrázoljuk mint az elemek rendszámának a függvényét, akkor nagy megközelítésben ismét egyenes vonalakat kapunk. Csakhogy most néhány vonal metszi egymást (205. kép).

80. Az M sorozat. Ezt a sorozatot — mint már említettük — SIEGBAHN észlelte először 1916-ban az arany (79 rendszám)

és az urán (92 rendszám)

közé eső elemeken. To-

vább folytatta az ő méré-

seit STENSTRÖM a 66-ik

számú dysprosium nevű

elemig; majd mások még

tovább (LINDBERG). Ele-

inte 3 fővonalat észleltek

e sorozatban, de ezek is

elmosódottak voltak.

Később lényegesen meg-

szaporodott a föllelhető

vonalak száma: így az

urán M sorozatában 23

vonala jelentkezett. E vo-

nalak hullámhosszúsága

általában véve jóval na-

gyobb, mint az előbbi

sorozatok tagjaié. Hi-

szen a legkeményebbeké is meghaladja a 3 Å-öt; a

cerium-fém M vonalai pedig a 14 Å-öt is elérik; sőt a

molibdén sugárzásában sokkal hosszabb hullámokat is észleltek.

Természetesen ezeket a lágy sugarakat nem lehet a levegőben

mérni, hanem légüres spektrográfra vanszükség. Éppen ezért csak

azután lendült föl az M sorozat kutatása, mikor a teljesen légmen-

tes Siegbahn-féle spektrométerek elkészültek. A K és L sorozat-

hoz hasonlóan itt is felrajzolhatnánk az egyes vonalcsoportokat,

akár a hullámhosszúság, akár a rezgésszám szerint. De mellőzzük

ezt, hiszen a vonalak keletkezésének elméletéhez elegendő tapaszt-

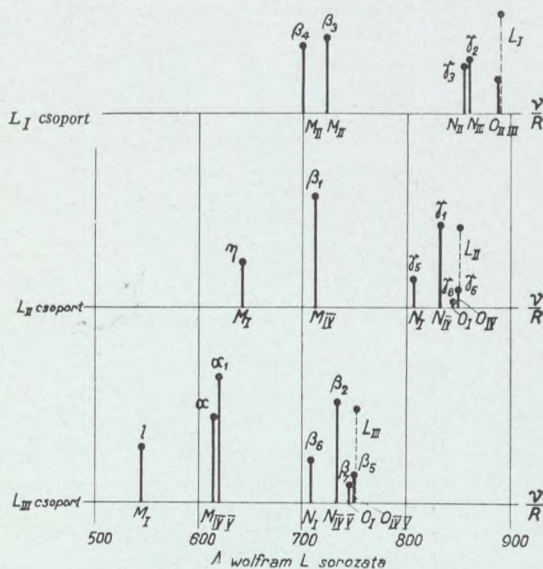
latati anyagot nyújtanak a korábbiak is. Csak azt az egyet em-

líjtük meg, hogy az M sorozat vonalai öt *alcsoportba* oszthatók

a gerjesztésükhöz szükséges feszültségek szerint. Ezek az M_V

M_{IV} M_{III} M_{II} M_I csoportok, amelyeknek gerjesztéséhez foko-

zatosan nagyobb feszültség kell; tehát a csoportok átla-



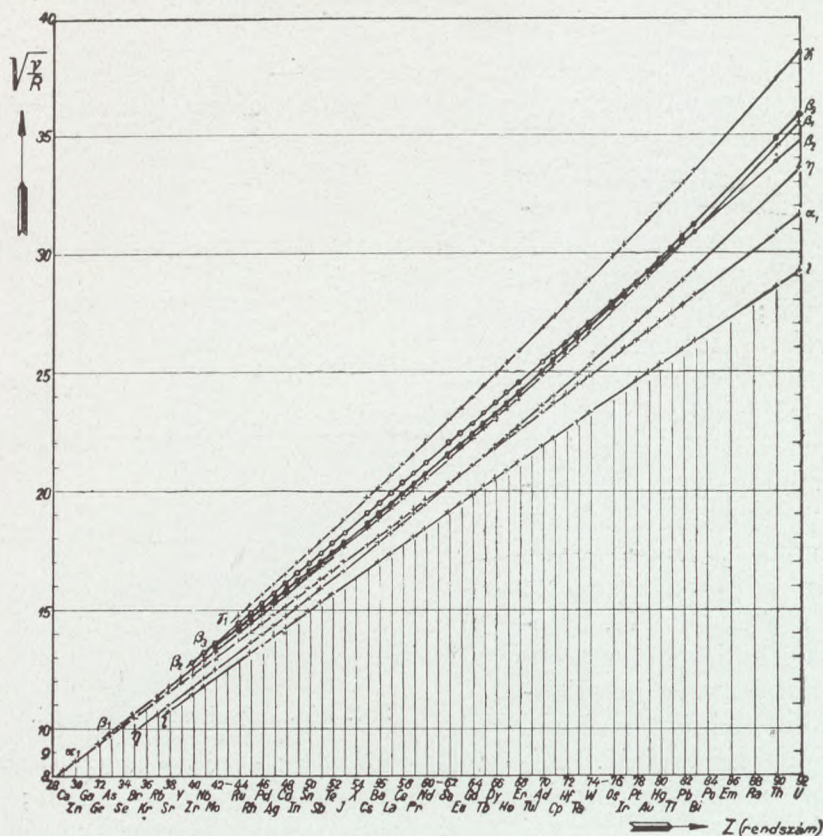
204. kép. A wolfram L vonalai.

(Siegbahn szerint.)

($\alpha\beta_3$ alatt M_{III} , a γ_1 -től jobbra γ_8 gondolandó).

($\alpha\beta_3$ alatt M_{III} , a γ_1 -től jobbra γ_8 gondolandó).

gosan keményednek, miközben rendszámuk csökken. A legutolsó lépcsőfok elérése után az összes vonalak megjelennek. Mind az öt csoportot eddig csak a legnagyobb rendszámú elemek színekében észlelték. Hasonlóan csak megemlítjük,



205. kép. Az L sorozat néhány tagjához tartozó Moseley-féle vonal.

hogy az M sorozatra vonatkozólag is fel lehet rajzolni a Moseley-féle vonalakat, amelyek majdnem egyenesek.

81. Az N és O sorozat. Általában véve még lágyabbak az M sorozatnál is. Éppen ezért csak az egészen nagy rendszámú elemek körében észlelték őket. Az urán, thorium és bizmut N sorozatának több vonalát sikerült megmérni, amelyeknek hullámhossza körülbelül 8 és 13 Å közé esik. Az arany, a platina és wolfram N vonalai meg már körülbelül az 50–60 Å-öt is elérik. Alig szólunk valamit az O sorozatról, amelynek két vonalát például a thoriumon észlelték: hullámhosszúságuk közel van a 70 Å-höz.

További vonalcsoporthoz eddig nem ismeretesek, bár lehetőségük elvileg nincs kizárva. Azonban a mostani atómelméletünk szerint nem tartjuk valószínűnek, hogy még egy-két csoportnál többet lehessen fölfedezni.

82. A Röntgen-színképvonalak erőssége. A fényképezőlemezen egyes színképvonalak erőteljesen, mások meg halványan jelennek meg. Így például a K sorozat α_1 vonala általában jóval feketébb, mint az α_2 vonal. E tapasztalati igazság mögött a kutatók valamilyen törvényszerűséget sejtettek, amelynek a kiderítésére sok mérést végeztek. DUANE és STENSTRÖM a wolfram K vonalainak erősségét — egymáshoz viszonyítva — a következő számokkal fejezték ki:

$W K\alpha_2$	α_1	β_1	β_2
50	100	35	15.

Minket főképen az érdekel, hogy az α_1 vonal erőssége éppen kétszerese az α_2 vonalénak. Ezt több kutató megerősítette nemcsak a wolframra, hanem egész sereg más elemre vonatkozólag. Csak néhányat említünk:

	α_1	α_2
Ag (47)	100	51.7
Mo (42)	100	50.6
Zn (30)	100	48.9
Fe (26)	100	49.1

Nem ilyen kedvezők a viszonyok a β vonalak körében. Itt nem a β_1 és β_2 , hanem a β_1 és β_3 vonalak erősségének arányára remélhető egyszerű törvényszerűség. Ugyanis szórványosan (pl. a molibdénre) azt találták, hogy $\beta_1:\beta_3=2$. Az elméleti megfontolások szerint ez a törvény általánosságban igaz.

Megvizsgálták a wolfram L sorozatának erősségi viszonyait is, de a méréseket nagyban megnehezítette az a körülmény, hogy ezek a vonalak nagyobb színképi tartományba esnek (1026 X-től 1675 X-ig), amelyben már a fényképezőlemez érzékenysége is változhat. Ezért DUANE és PATTERSON csak az egymáshoz közeleső vonalak erősségének viszonyát mérte meg.

Mind elméleti, mind tapasztalati szempontból érdekelte a kutatókat, hogy miképpen változik valamely színképvonal erőssége a lámpára kapcsolt *feszültséggel*. Különböző bonyolult képleteket vezettek le az összefüggés kifejezésére. Nem óhajtunk elmélyedni ezeknek a tárgyalásában, csak egy közelítő képletet említünk meg, amely egyszerűsége ellenére is sok esetben

nagyon jól megegyezik a tapasztalattal. E szerint egy színekp-vonal erőssége

$$(37) \quad I = C (V - V_0)^n,$$

ahol V_0 jelenti a színekp-vonal gerjesztési feszültségét, amelynél ez éppen jelentkezik; V jelenti a lámpára kapcsolt feszültséget, amely persze nagyobb V_0 -nál; a C állandó az antikatód anyagi minőségére és a hullámhosszúságra vonatkozó adatokat rejti magában. Szándékosan hagytuk utoljára az n -et. Ugyanis ennek az értéke nem pontosan meghatározott: néha $3/2$, néha 2, máskor meg ismét más számértéket kell helyére írni, hogy a képlet a tapasztalattal megegyezzen.

X. FEJEZET.

Elemek elnyelési színeképei.

(Abszorpciós Röntgen-színeképek.)

A Röntgen-sugarak egyik kiváló tulajdonságának tartjuk azt, hogy átlátszatlan testeken, még fémlemezeken is keresztülhatolnak. De ne gondoljuk, hogy minden veszteség nélkül. Az áthaladásnak megvan a maga ára! Ugyanis minden test elnyeli a ráeső sugárzásnak kisebb-nagyobb részét. Az elnyelés két tényezőtől függ: a sugárzás természetétől (hullámhosszúságától) és az elnyelő test anyagi minőségétől.* A sugárelnyelés szabályai felől tehát úgy tájékozódhatunk, hogy a különböző testeken (mindenekelőtt a tiszta fémeken) áthaladó Röntgen-sugárzás színeképét vizsgáljuk meg. Ezt nevezzük *elnyelési színeképnek*. Vizsgálatára különösen alkalmasak a fényképezőkamrával felszerelt forgókristályos spektrográfok. Ilyennel először DE BROGLIE M. francia fizikus tanulmányozta behatóan az elnyelési színeképeket. Az elnyelő testet bárhova lehet állítani a sugár útjában, csak a fényképezőlemez közvetlen közelébe nem, mert akkor a belőle kilépő másodlagos sugárzás zavaró hatást fejt ki. Egyébként a fémek elnyelését úgy vizsgálják, hogy vékony lemezeket hengerelnek belőlük és ezeken szűrik át a sugárzást. Sokszor feloldják a szilárd testet valamilyen folyadékban, az oldatba selyem- vagy szűrőpapírt mártanak és ezt állítják a sugarak útjába. Máskor meg finom porrá törik a szilárd testet és e port selyempapírra dörzsölik rá; ha meg vastagabb rétegre van szükség, akkor lapos papírzacskóba teszik. Gázok vizsgálatára külön edényt készítenek, melybe az elnyelő gázt bezárják. Nézzük, milyenek ezek az elnyelési színeképek, amelyek a színeképvonalak köréből ismert betűkkel jelölnek meg: *K, L, M*... elnyelési színeképek.

Aki látta már a nátriumgőzzel telített, sárgán lobogó gázlángon keresztüljutó ívfény színeképét, benne a hatalmas

* Sőt még a halmazállapotától (sűrűségétől) is, de erről később szólunk (255. oldal).

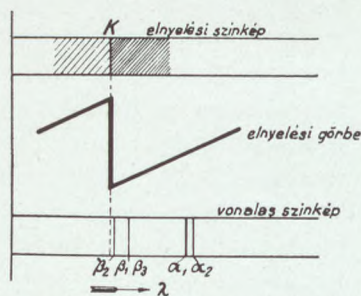
fekete oszloppal vagy oszloppárral, vagy aki szemlélte már a nap színekében látható finom fekete vonalak sokaságát — azt várná, hogy az elnyelési Röntgen-színeképek is hasonlóak lesznek. Az egyes elemek kiválasztják az α , K , L ... sorozatuknak megfelelő sugarakat, elnyelik ezeket, s így helyük a fényképezőlemezen érintetlenül marad: a sötét alapon átlátszó határozott vonalcsoportok jelennek meg. Ez azonban



206. kép. Elnyelési színeképek. (A Cd -ben a fekete sávot a fényképezőlemez ezüst-elnyelése okozza.)

csak ritkán van így, rendszerint egészen másképen. Ugyanis a fényképfölvételeken azt látjuk, hogy a keményebb sugártartomány felé haladva a lemez feketedése fokozódik, de egyszerre csak — mintha elvágták volna a fekete réteget — a lemez hirtelen átlátszóvá válik s csak lassanként kezd ismét sötétedni a rövidebb hullámú oldal felé (206. kép). Ha a színekép kisebb terjedelmű, akkor csak egy ilyen elnyelési határt észlelünk, de sokszor kettő, három vagy még több is van. Már most megjegyezzük azonban, hogy határozott elnyelési vonalak is előfordulnak, különösen a színekép lágyabb tartományában.

83. A K elnyelési színekép. Ha a Röntgen-sugarak útjába vékony ezüst, réz vagy más fémlemezt állítunk és e fémanyag K vonalsorozatának a környezetét lefényképezzük, akkor a következő jellegzetes K elnyelési színeképet kapjuk (207. kép). A legfölül lévő vonalkázott szalag mutatja a lemez feketedését, az alatta húzódó tört vonal jól szemlélteti az elnyelés változását a hullámhosszal; legalól pedig megjelöltük az elnyelő fém K színeképvonalait. Jól látható e képen, hogy az elnyelési határnak megfelelő hullámhosszúság csak valami nagyon csekéllyel rövidebb, mint a K sorozat legkeményebb vonaláé, a $K\beta_2$ -é. Mi az oka ennek a saját-szerű jelenségnek? Továbbá, ha már van ilyen határ, hát miért nincs az α vonalcsoport környezetében is? Erre csak az atom-szerkezet és az elnyelés folyamatának közelebbi megismerése után adhatunk választ.



207. kép. A K elnyelési színekép.

A fényképezőlemezen gyakran feltűnő módon jelenik meg az ezüst és a bróm *K* elnyelési határa, amely elemek a lemez érzékeny rétegében előfordulnak. Ennek oka az, hogy az ezüst az elnyelési határánál (484·48 X) keményebb sugarakat mohón nyeli el, tehát ettől számítva a színekép keményebb oldala felé élénk feketedést figyelhetünk meg a lemezen (199. kép). Éppen ellenkező oldalon tapasztaljuk a feketedést, ha egy ezüstlemez elnyelési színeképét vizsgáljuk meg. Ez is az elnyelési határnál keményebb sugarakat nyeli ugyan el és a lágyabbakat engedi át, de most nem az elnyelt, hanem az átbocsátott sugarak hatnak a fényképezőlemezeire. Egészen hasonló szabályok érvényesek a brómra is, melynek *K* elnyelési határa 918·09 X. Gyönyörűen látható e jelenség a de

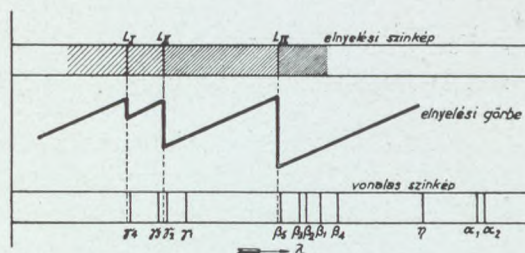
Broglie-féle fényképen (197. kép), amely egy wolfram antikatódú lámpával készült; a fényképen a wolfram *K* és *L* sorozata is rajta van. Néha még azt is lehet tapasztalni a brómezüstlemezen, hogy az ezüst-

határtól balra a feketedés hirtelen megszűnik és a lemez átlátszóvá válik. Ennek oka a Röntgen-lámpa üvegfalának báriumtartalma, amely meg a 330·70 X-nél keményebb sugarakat nyeli el erősen, tehát ezek nem igen jutnak a lemezre.

Selyempapírra rádörzsölt gipszporral (CaSO_4) sikerült a kén *K* elnyelési határánál egy elnyelési vonalat kapni, amely a fényképezőlemezen fehér csík alakjában jelent meg. Vastagabb gipszlemez azonban ezt a vonalas elnyelést már nem mutatta. Ezenkívül — különösen a könnyebb elemek körében: a *K* (19)-től a Se (34)-ig — azt is tapasztalták, hogy az elnyelési határ közelében egymáshoz közeledő elnyelési vonalak lépnek föl.

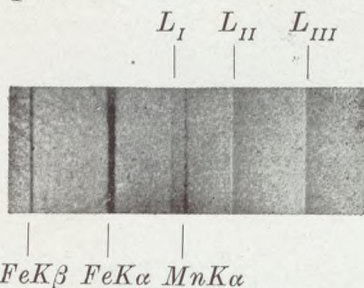
K elnyelési határok hullámhosszája megtalálható a 8. táblázatban.

84. Az *L* és *M* elnyelési színekép. Egy fémlemez elnyelési színeképét az *L* vonalcsoporthoz környezetében éppen úgy vizsgálhatjuk meg, mint a *K* csoportban tettük. Mivel azonban az *L* csoportban 3 feszültségi küszöböt ismertünk meg, sejthetjük, hogy itt 3 elnyelési határral találkozunk. E határvonalak hullámhossza valamivel kisebb, mint az egyes csoportok leg-



208. kép. A *L* elnyelési színekép.

keményebb vonaláé. A 208. képen láthatjuk egy ilyen L elnyelési színekép vázlatos rajzát. Amint a színekép lágy része felől a keményebb felé haladunk, az elnyelés fokozatosan csökken, majd hirtelen magasra szökik föl az L_{III} csoport legkeményebb vonalán túl; ezután újra kisebbedik az elnyelés, de az L_{II} csoport határán túl ismét hirtelen megnő s csekély fogyás

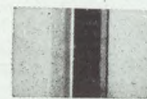


209. kép. A bárium elnyelési színeképe.

után még egyet ugrik az L_I alcsoport határának átlépésekor. A tört vonal alakjából jól látszik, hogy az ugrások folyton kisebbednek, amint a keményebb alcsoportok határához érkezünk. A 209. kép a bárium L elnyelési színeképét ábrázolja. Elég jól látszik a három elnyelési határ.

Az L elnyelési határokat az elemek nagy csoportjára megmérték: a 37 rendszámú rubidiumtól egészen az uránig. A fényképfölvételeken sokszor tisztán látszott mind a vonalas elnyelés, mind az elnyelési határokat kísérő finom vonalcsoporthoz (l. 332. o.) Az L csoportú elnyelési határok hullámhosszúságát megtaláljuk a 9. táblázatban.

Meglehetősen nagy kísérleti nehézségekbe ütközött az M sorozat elnyelési határainak megvizsgálása. Csak az utóbbi időkben sikerült a wolfram (74) és az urán (92) közé eső elemek M elnyelési színeképét lefényképezni. Az M csoport öt gerjesztési határa alapján itt öt elnyelési határ várható, amelyeket nagyrészt sikerült is megtalálni. Gyönyörűen jelentkezik az M elnyelési színeképekben a vonalas abszorpció (210. kép): az éles fehér vonal az urán M_V elnyelési határát jelöli. Az alábbi 10. táblázatban megtaláljuk néhány nagy atómsúlyú fém M elnyelési határainak hullámhosszúságát X egységben:



210. kép. Az urán vonalas elnyelése és elnyelési határai.

10. táblázat.

Elem	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V
W (74)	4365	4800	5416	6475	5708
Au (79)	3742	4985	4677	5506	5711
U (92)	2228	2385	2877	3327	3491

XI. FEJEZET.

Elemek sugárelnyelésének törvényei.

Eddig csak az érdekelt bennünket, hogy milyen egy testen átjutó Röntgen-sugárzás színeképe a beesőéhez képest. Talán még fontosabb ennél s szorosan össze is függ vele, hogy milyen változások lépnek föl a Röntgen-sugárzás erősségében, ha útjába valamilyen test kerül. Nyilvánvaló, hogy az átbocsátott sugárzás nem lesz olyan erős, mint a beeső; a sugárzás gyengül. Most e sugárgyengülésel óhajtunk foglalkozni.

85. A sugárgyengülés törvénye. Felező réteg. Szórási együttható. Gondoljunk egy négyzetcentiméter keresztmetszetű párhuzamos sugarakból álló nyalábra. Azt az energiamennyiséget, amelyet ez a sugárnyaláb a reá merőleges négyzetcentiméternyi felületen másodpercenként átszállít, nevezzük a *sugárzás erősségének* (intenzitásának: I_0). Ha a sugárnyaláb útjába reá merőlegesen valamilyen elnyelő anyagot (pl. egy fémlemezt) állítunk, melynek vastagsága D , ennek átlépése után a nyaláb a mondottak szerint gyengül: erőssége I lesz (211. kép). Éppen az érdekel bennünket, hogy mekkora lesz az I értéke. Ennek megállapítása végett még azt is kössük ki, hogy a sugárnyaláb *egyenemű*, vagyis meghatározott hullámú sugarakból áll, olyan mint az egyszínű fény. Ekkor a sugárgyengülés törvénye a következő:

$$I = I_0 e^{-\mu D}. \quad (38)$$

E képletben az e számot ismerjük (39. old.); a μ -t nevezzük *sugárgyengítési együtthatónak*: értéke függ a beeső sugár hullámhosszától, az elnyelő anyag minőségétől és halmazállapotától (sűrűségétől). Ha a $D=1$ cm, akkor a (38.) képlet kitevőjében csak a μ marad meg és így írható:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu} \quad (39)$$

A μ tehát arról tájékoztat, hogy a beeső sugárzás hányadrészt



211. kép. A Röntgen-sugarak elnyelése és szétszóródása.

gyengül, miközben 1 cm vastag lemezen halad keresztül. Számértékének meghatározása végett meg kell mérni pl. ionos kamrával, hogy a sugárzás útjába állított 1 cm (vagy D cm) vastag lemez mennyire csökkenti az ionozó hatást. Ekkor az I/I_0 hányados ismeretes lesz és a (39.) képletből a μ kiszámítható (l. 252. old.)*

[A (38.) képletet a következő módon vezetjük le. Az elnyelő fémlemezt osszuk föl igen vékony rétegekre, amelyek tized vagy század mm vastagok (211. kép) és egy-egy réteg vastagságát jelöljük d -vel, a rétegek számát pedig n -nel, tehát $nd=D$.

Az első ilyen d réteg átlépése után a sugárzás erőssége legyen I_1 . A veszteség, a gyengülés pedig $I_0 - I_1$. E veszteség annál nagyobb, minél nagyobb a beeső sugárzás erőssége és minél vastagabb a d réteg. Fölvehetjük, hogy a veszteség egyenesen arányos e két utóbb említett mennyiséggel. Ha az arányossági tényezőt μ -vel jelöljük, akkor képletben

$$(40) \quad I_0 - I_1 = \mu I_0 d.$$

Osztva az egyenlet minden tagját I_0 -val:

$$1 - \frac{I_1}{I_0} = \mu d.$$

Ezt az egyenletet így is elrendezhetjük:

$$\frac{I_1}{I_0} = 1 - \mu d.$$

Mindegyik oldalnak a reciprokok értékét véve:

$$\frac{I_0}{I_1} = \frac{1}{1 - \mu d}.$$

A jobb oldalon elvégezzük az osztást (vagy más szóval a törtet végtelen geometriai sorba fejtjük), de a μd -nek csak az első hatványát tartjuk meg, mert a magasabb rendű tagok elhanyagolhatók e mellett, ugyanis d kicsiny szám. Ekkor

$$\frac{I_0}{I_1} = 1 + \mu d.$$

A második d rétegre hasonló egyenletet kapunk:

$$\frac{I_1}{I_2} = 1 + \mu d.$$

És az utolsóra, amelynek rendszáma igen nagy (n):

$$\frac{I_{n-1}}{I_n} = 1 + \mu d.$$

Most összeszorozzuk ezeknek az egyenleteknek mind baloldalait, mind jobboldalait egymással:

$$\frac{I_0}{I_1} \cdot \frac{I_1}{I_2} \cdots \frac{I_{n-1}}{I_n} = (1 + \mu d) (1 + \mu d) \cdots (1 + \mu d), \text{ } n\text{-szer.}$$

* Igen vékony lemezre az alábbi (40) képlet fejezi ki a sugárgyengülés törvényét.

Ez utóbbi egyenlet baloldalán a számlálóból és nevezőből elhagyható $I_1, I_2 \dots I_{n-1}$. A jobboldalon meg ugyanaz a mennyiség fordul elő n -szer tényező gyanánt. Tehát a következő eredményt kapjuk :

$$\frac{I_o}{I_n} = (1 + \mu d)^n$$

Minthogy azonban

$$d = \frac{D}{n},$$

írhatjuk :

$$\frac{I_o}{I_n} = \left(1 + \frac{\mu D}{n}\right)^n$$

Most még a külső kitevőt egyenlővé tesszük az 1 mellett álló összeadandó reciprok értékével; e végett szorozzuk és osztjuk μD -vel :

$$\frac{I_o}{I_n} = \left[\left(1 + \frac{\mu D}{n}\right)^{\frac{n}{\mu D}}\right]^{\mu D}$$

Számítsuk most ki a szögletes zárójelben lévő mennyiség értékét, ha n fokozatosan nő s végül végtelen nagy lesz ; vagyis a $\frac{\mu D}{n}$ helyére írjuk pl. az $\frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4} \dots$ számokat ; az $\frac{n}{\mu D}$ helyére pedig a 2, 3, 4 \dots számokat. Eredményünk a következő :

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{1}{2}\right)^2 &= \left(\frac{3}{2}\right)^2 = \frac{9}{4} = 2.25 \dots \\ \left(1 + \frac{1}{3}\right)^3 &= \left(\frac{4}{3}\right)^3 = \frac{64}{27} = 2.37 \dots \\ \left(1 + \frac{1}{4}\right)^4 &= \left(\frac{5}{4}\right)^4 = \frac{625}{256} = 2.44 \dots \\ &\dots\dots\dots \end{aligned}$$

Ha az n szám : a d rétegek száma minden határon túl növekszik, végtelen nagy lesz, akkor e hatványmennyiség értéke nem válik végtelen nagyvá, hanem egy nevezetes szám felé közeledik, melyet a matematikában e -vel jelölnek :

$$e = 2.718 \dots$$

Tehát elnyelési egyenletünk így alakul :

$$\frac{I_o}{I_n} = e^{\mu D}$$

Vegyük mindkét oldalon a reciprok értéket :

$$\frac{I_n}{I_o} = \frac{1}{e^{\mu D}} = e^{-\mu D}$$

Ugyanis a nevezőből egy hatványmennyiség a számlálóba írható, ha kitevőjét ellenkező előjelűre változtatjuk. Most még I_n helyett írjunk I -t, ekkor az átmenő sugárzás erőssége így függ össze a beesőével :

$$I = e I_o^{-\mu D}$$

Ez a *sugárgyengülés törvénye* egynemű sugárzásra vonatkozólag. Az μ *együttható meghatározása* végett a képletet így írhatjuk:

$$\frac{I_0}{I} = e^{\mu D}.$$

Ebből

$$\log \frac{I_0}{I} = \mu D \cdot \log e,$$

de $\log e = 1$, tehát

$$(41) \quad \mu = \frac{1}{D} \log \frac{I_0}{I};$$

vagyis meg kell mérni a beeső és az átbocsátott sugárzás erősségét és a lemez vastagságát: ezekből az μ kiszámítható.]

A sugárgyengülési törvény fizikai tartalmáról az 11. táblázat nyújt fölvilágosítást. Ebben összefoglaltuk, hogy egy alumíniumlemez vastagodásával hogyan csökken az átbocsátott sugárzás erőssége, ha a molibdén-fém 710 X hullámhosszúságú sugárzása esik rá.

11. táblázat.

Lemezvastagság mm-ben	0.1	0.5	1.0	2.0	3.0	4.0
Az átbocsátott és beeső sugárzás hányadosa	0.87	0.50	0.25	0.06	0.015	0.004

Egyáltalában nem szabad hát azt gondolnunk, hogy a sugárgyengülés általánosságban arányos a lemez vastagságával. Igaz, hogy eleinte — míg a lemez igen vékony — nem is olyan feltűnő a gyengülés, de később aztán annál meglepőbben látjuk a vastagodás hatását. Íme a fenti példa: 1 mm-es alumíniumlemez a sugárzás negyedrészt engedi át, 4 mm-es pedig már csak négy ezredrészt. Népiesen szólva azt mondhatjuk, hogyha az 1 mm-es alumíniumlemezt négyszeresen vesszük, a sugárvédelem 60—70-szer olyan jó lesz. Hasonló eredmények érvényesek más fémlemezre is. A táblázat adataiból azt is ki lehet számítani, hogy a gyengülési együttható számértéke az említett esetben 14.

Némelykor szükség van arra, hogy milyen vastag rétegen kell a sugárzásnak áthaladni, hogy erőssége éppen felére csökkenjen. E lemezvastagság a *felezőréteg*. Az elnyelési törvény alapján könnyen ki lehet számítani ennek a vastagságát egy bizonyos anyagra, ha ismerjük a gyengítési együtthatót a beeső sugárzásra vonatkozólag. Ugyanis a következő

matematikai kérdésre kell felelni: mekkorának kell vennünk a D -t, hogy $I/I_0 = 1/2$ legyen. Ezt a vastagságot jelöljük $D_{\frac{1}{2}}$ -del. A számítás eredménye szerint

$$D_{\frac{1}{2}} = \frac{0.69}{\mu} \text{ cm.} \quad (42)$$

[Ugyanis fenn kell állnia a következő egyenletnek:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} = e^{-\mu D_{\frac{1}{2}}}.$$

Az e alapú logaritmust véve mindkét oldalon:

$$\log \frac{1}{2} = \log 1 - \log 2 = -\mu D_{\frac{1}{2}} \log e;$$

mivel pedig $\log 1 = 0$ és $\log e = 1$, kapjuk a következő egyenletet:

$$\log 2 = \mu D_{\frac{1}{2}}.$$

Ebből azután

$$D_{\frac{1}{2}} = \frac{\log 2}{\mu} = \frac{0.69}{\mu}.$$

Az előbbi esetben az alumínium felezőrétegének vastagsága e szerint

$$0.69/14 \text{ cm} \sim 0.05 \text{ cm} = 0.5 \text{ mm.}$$

Ez valóban így is van, mint a 11. táblázatban látható.

A felezőréteg vastagsága a beeső sugárzás hullámhossza szerint nagy mértékben változhat, ha pl. az elnyelő réteg valamelyik elnyelési határának környezetében vagyunk. Az alumínium K elnyelési határa elég hosszú hullámú, ezért a gyakorlatban használt, ennél rövidebb hullámú sugárzások esetében a felezőréteg vastagsága nem változik ugrásszerűen a hullámhosszal és alkalmas a sugárkeménység megjelölésére.

A sugárgyengülési törvény és a felezőréteg eddigi meghatározása *egynemű* Röntgen-sugárzásra vonatkozik. Ha *összetett* sugárzás esik valamilyen lemezre, ennek lágyabb részeit csakhamar elnyeli a lemez beesési oldala s a mélyebbre behatoló sugárzás közepes keménysége mindinkább fokozódik. Ennek következtében a sugárgyengítési együttható is rétegről rétegre változik, tehát csak közepes értékéről lehet szó, amely a lemez vastagságától is függ.

Összetett sugárzás esetében is meg lehet mérni a felezőréteg vastagságát. Ez jelentős szerepet játszik *az orvosi gyakorlatban*, mert az összetett sugárzás közepes keménységének megjelölésére használják. Minél nagyobb például valamely sugárzásra a felező alumíniumréteg vastagsága, annál keményebbnek tekin-

tik a sugárzást. CHRISTEN a sugárfelező réteg anyagául a bakelitet választotta, amely a borostyánhoz hasonló elektromos szigetelő anyag és amelynek elnyelése nagyjában a vízével egyezik meg. A sugárzást úgy felezi meg, hogy útjába vastag ólomlemez állít, amelyre annyi lyukat fúr, hogy a nyílások az egész lemez területének éppen felét teszik ki. Kérdés, hogy milyen vastag bakelitréteg felezi meg ugyancsak a sugárzást. Ennek megállapítása végett az ólomlemez elé világító ernyőt tesz, melynek egyik felére a nyílásokon átlépő sugárzás esik, de maguk a lyukak nem látszanak, mert elég messze van az ernyő az ólomlemezről; az ernyő másik fele mögött meg eltolható bakelit-éket helyez el. Mérés közben a bakelit-éket annyira tolja el, hogy az ernyő két mezejének világossága megegyezzen. Annál vastagabb bakelit-rétegre van szükség, minél keményebb a sugárzás.

A sugárgyengüléskor a nyaláb energiavesztesége tulajdonképpen két részből áll. Egyik rész az elnyelt sugárzás energiája, másik a szétszórt sugárzásé (211. kép, részletesebben l. a 386. oldalon). Ennek megfelelően a sugárgyengítési együtthatót is két részre osztjuk, ismét *egynemű sugárzásra* gondolva:

$$(43) \quad \mu = \bar{\mu} + \sigma.$$

A $\bar{\mu}$ -t nevezzük (*valódi*) *elnyelési együtthatónak*, a σ -t pedig *szórási együtthatónak*. A sugárgyengülés törvénye e szerint a következő újabb alakot nyeri:

$$(44) \quad I = I_0 e^{-(\bar{\mu} + \sigma)D} = I_0 e^{-\bar{\mu}D} \cdot e^{-\sigma D}.$$

A sugárgyengítési és szórási együtthatót mérések alapján meghatározhatjuk (l. 353. o.), az elnyelési együtthatót pedig belőlük kiszámíthatjuk. Ugyanis

$$\bar{\mu} = \mu - \sigma.$$

Ha ezeket az együtthatókat ismerjük, a (40) képlet alapján azt is ki tudjuk számítani, hogy mekkora a sugárveszteségnek az elnyelt és a szétszórt része. Már most megemlítjük, hogy a σ a $\bar{\mu}$ mellett gyakran elhanyagolható, vagyis a sugárveszteségnek gyakran csekélyebb része szóródik szét, nagyobb része pedig másfajta energiává alakul át (l. 259. old.).

Ha a beeső sugárzás nem egynemű, hanem *összetett*, akkor a $\bar{\mu}$ -nek is, meg a σ -nak is csak közepes értékéről lehet szó.

86. A tömeggyengítési együttható; függése az anyagi minőségtől és a hullámhosszúságtól. A μ együttható értéke nem eléggé jellemző az elnyelő test anyagi minősége, mert

változik ennek halmazállapota szerint. Semmi sem bizonyítja, hogy a szilárd, a megolvasztott ólom és az ólomgőz gyengítési együtthatója ugyanakkora egy bizonyos sugárfajtára. Nem is az, hiszen nem várhatjuk, hogy 1 cm vastag szilárd ólom ugyanúgy gyöngítse a sugárzást, mint 1 cm vastag ólomgőz. Íme tehát a gyengítési együttható nemcsak az anyagi minőséggel változik, hanem a test halmazállapotával, tehát sűrűségével is. Azonban a mérések arról tanuskodnak, hogy bár a μ értéke egy bizonyos anyagra függ a halmazállapottól, a μ és a sűrűség (ϱ) hányadosa független ettől, ha a ϱ a különböző halmazállapotokban jelenti a sűrűséget. Pl. a szilárd ólom gyengítési együtthatója nagyobb, mint az ólomgőzé, de nagyobb a sűrűsége is; tehát várhatjuk, hogy a kettő hányadosa mindkét esetben ugyanakkora lesz. Vagyis a μ/ϱ hányados már az anyagi minőségre jellemző állandó egy megadott hullámhosszúság mellett. Jó volna tehát, ha inkább ez szerepelne a gyengülési törvényben. Mi sem könnyebb, mint ezt elérni. Ugyanis e törvényt ilyen alakban is írhatjuk:

$$I = I_0 e^{-\mu D} = I_0 e^{-\frac{\mu}{\varrho} D \varrho}. \quad (45)$$

Nem tettünk mást, mint a kitevőben szoroztunk és osztottunk a sűrűséggel (ϱ -val). A $D\varrho$ jelenti a test sűrűségének és a lemez vastagságának a szorzatát. A sűrűség egy köbcm-es kocka tömege. Ha ezt szorozzuk a D vastagsággal, a kocka magasságát változtatjuk meg: kisebbsítjük vagy nagyobbítjuk; persze az 1 négyzetcentiméteres alapját változatlanul hagyjuk. Tehát a $D\varrho$ többé nem a sűrűséget jelenti, hanem az 1 négyzetcentiméter alapú és D vastagságú lemezke tömegét.

Most már megmondhatjuk a μ/ϱ hányados fizikai jelentését is. Készítsünk a különböző fémekből 1—1 négyzetcentiméteres lemezeket, amelyeknek a tömege 1—1 gramm. Persze vastagságuk más és más. Így például alumíniumból körülbelül 4 mm-es, ólomból majdnem 1, aranyból ellenben körülbelül $\frac{1}{2}$ -ed mm vastag lemezt kell vágnunk. E lemezek gyengítési törvénye, mivel $D\varrho = 1$, a következő:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{e^{\frac{\mu}{\varrho}}}.$$

Ez a μ/ϱ hányados tehát arról tájékoztat bennünket, hogy olyan lemez, amelynek minden négyzetcentiméterére 1 gramm tömeg esik, a rácső sugárzást hányadrészére gyengíti, miköz-

ben rajta áthalad. Ezt a μ/q hányadost éppen ezért a tömeg-egységre vonatkoztatott gyengítési együtthatónak vagy röviden *tömeggyengítési együtthatónak* nevezik. Ez már az anyagi minőségre jellemző állandó: nem függ a halmazállapottól vagy a test más fizikai tulajdonságaitól* — legföljebb elhanyagolható csekély mértékben. Egyszerű számítással meggyőződhetünk róla, hogyha ez együttható értéke 5 vagy nagyobb, a sugárgyengülés olyan nagy, hogy az áthaladó sugárzás erősségét figyelmen kívül hagyhatjuk. Néhány elem tömeggyengítési együtthatóját a 12. táblázatban foglaltuk össze.

12. táblázat.

Hullám- hossz Å-ben	C 6	O 8	Al 13	Fe 26	Cu 29	Zn 30	Ag 47	Pb 82
0.09	0.148	—	0.16	0.25	0.30	0.35	0.9	3.0
0.12	0.151	—	0.18	0.37	0.46	—	1.60	5.2
0.16	0.154	—	0.21	0.66	0.90	1.0	—	2.7
0.22	0.167	—	0.31	1.40	2.0	2.3	7.4	5.9
0.30	0.190	0.24	0.55	3.30	4.5	5.1	17.9	13.6
0.40	0.245	0.34	1.11	7.25	10.2	11.6	38.2	31.8
0.50	0.306	0.52	1.93	—	17.8	—	9.5	57
0.56	0.40	—	2.65	19.0	26.5	30.8	15.0	—
0.63	0.55	0.86	3.78	26	37.8	43	20.5	101
0.71	0.68	1.16	5.35	37	53.7	60	28.5	140
1.00	1.20	2.92	14.0	91	150	—	80	400

Minthogy a sugárgyengítési együttható a (43) szerint két részre osztható: a valódi elnyelési együtthatóra és a szórási együtthatóra, ez utóbbiakat is vonatkoztathatjuk a tömeg-egységre. Tehát

$$(46) \quad \frac{\mu}{\rho} = \frac{\bar{\mu}}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}.$$

Hosszadalmas és fárasztó munkával kísérletileg meghatározták a tömegegységre vonatkoztatott sugárgyengítési együttható μ/ρ értékét igen sok elemre és nagyon kiterjedt színeképtartományban. Ebből azután részint mérések, részint elméleti számítások alapján kivonták a szórási együtthatót ugyancsak a tömegegységre vonatkoztatva. Az így nyert $\bar{\mu}/\rho$ értékeket sikerült képletek alakjában összefoglalni. Több ilyen képlet van, amelyek a tapasztalattal elég jól egyeznek. BRAGG és

* Pl. hőmérsékletétől, mágneses állapotától.

PEIRCE már 1914-ben szerkesztettek egy ilyet, melyben kifejezésre jutott, hogy ez együttható értékére nézve az *elem rendszáma a döntő, nem a sűrűsége*. GLOCKER 1918-ban állított föl egy elnyelési képletet a K elnyelési határ környezetére, melyet az utóbbi években a következő jó közelítő alakban fejezett ki:

$$\frac{\bar{\mu}}{\varrho} = c \lambda^3 Z^3. \quad (47)$$

A Z az elem rendszámát jelenti a periódikus rendszerben; a c pedig az anyagi minőségtől független állandót, melynek számértéke azonban megváltozik, mikor a K határt átlépjük: * mégpedig a hosszú hullámok felől a rövidek felé haladva a c állandó értéke hirtelen felugrik, úgyhogy az elnyelési együttható 5–10-szeresére is emelkedik. A 13. táblázat tartalmazza az elnyelési együtthatók ugrásait a K határ közelében néhány ismertebb fémre. Az ugrást számszerűleg a K határ keményebb és lágyabb oldalán vett elnyelési együtthatók hányadosa adja meg:

13. táblázat.

Elem	Al	Cu	Ag	W	Pt	Pb
Ugrás	11	8	7	6	5.3	4.5

Látjuk e táblázatból azt is, hogy az ugrás *kisebbedik a nagyobb rendszámú elemek körében.***

Rajzban is ábrázolhatjuk az ezüst és réz elnyelési együtthatójának viselkedését a K határ környezetében (212. kép). Az ezüst görbájében csakhamar szakadást észlelünk, ellenben a réz elnyelési görbéje fokozatosan emelkedik, amint a hosszú hullámok felé haladunk, mert ennek K határa 1.38 Å-nél van.

A 47. képletben az elnyelő elem rendszáma a harmadik hatványon szerepel. E körülmény fizikai jelentését egy példán világítjuk meg. A vas rendszáma 26, az ólomé 82. Gondoljunk olyan sugárzásra, amelynek hullámhossza úgy a vas, mint az ólom K határánál kisebb. Hányszor nagyobb ez esetben az ólom tömegelnyelési együtthatója, mint a vasé?

$$\frac{c \lambda^3 Z_{Pb}^3}{c \lambda^3 Z_{Fe}^3} = \frac{(82)^3}{(26)^3} = \left(\frac{82}{26}\right)^3 \sim 3^3 = 27.$$

* L. a. (48) képleteket, melyekben az állandó szorzók számértéke majdnem ugyanakkora, mint az eredeti Glocker-féle képletben.

** Ha a. (47) képlet szigorúan érvényes volna, akkor az ugrások számértéke minden elemre ugyanakkora volna. L. a. (48) képleteket.

Tehát az ólom együtthatója itt kb. 27-szer akkora, mint a vasé.* Nyilvánvaló, hogy az ólom ebben a tartományban sokkal erősebben nyeli el a sugárzást, mint a vas. Egy mm vastag vaslemez elnyelése itt messze elmarad az 1 mm-es ólomlemezé mögött. Végzetes könnyelműség lenne tehát 1 mm-es ólomfalat — amely sugárvédelemre való — 1 mm-es vassal helyettesíteni!

WALTER úgy találta, hogy a mérések eredményével a 0.1—1.0 Å-nyi között jobban megegyezik a következő képlet:

$$(48) \quad \text{és} \quad \frac{\bar{\mu}}{\rho} = 0.0160 \frac{Z^{3.94}}{A} \lambda^3, \quad \text{ha } \lambda < \lambda_K$$

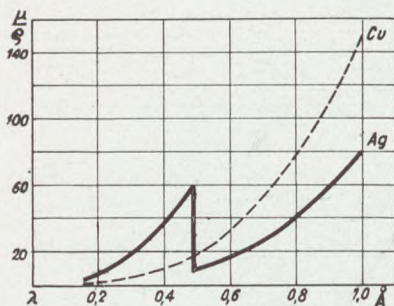
$$\frac{\bar{\mu}}{\rho} = 0.000529 \frac{Z^{4.30}}{A} \lambda^3, \quad \text{ha } \lambda > \lambda_K.$$

E képletekben ismeretes az állandó szorzó számértéke, továbbá a rendszám törthatványon szerepel. Egy új mennyiség

bennük az A : az atómsúly. Mivel ez osztóképpen fordul elő, ezért van a számlálóban a Z -nek nagyobb hatványa, mint GLOCKER képletében. (Különben közelítőleg $Z \sim A/2$.)

Olyan képletek, amelyek az L sorozat környezetében híven kifejeznék az elnyelési viszonyokat, nem szerepelnek az irodalomban, bár a tömegelnyelési együttható számértékei a mérések alapján itt is ismeretesek.

A tapasztalat szerint az elnyelési



212. kép. Elnyelési görbék a K határ környezetében.

együtthatónak itt nem egy, hanem három ugrása van (213. kép); mégpedig a platinára vonatkozólag ezeknek számértéke a következő:

L_{III}	1.4
L_{II}	1.8
L_I	2.8

Amint a rövidebb hullámok felé közeledünk, az elnyelés mind csekélyebb mértékben növekszik az elnyelési határ átlépése után. Egyébként a legnagyobb ugrás is kisebb, mint

* A 12. táblázat a tömeggyengítési együtthatókat tartalmazza, tehát ezekből a tömegszórási együtthatókat le kell vonni, ha a tömegelnyelési együtthatókat keressük.

a K határon. Szépen visszatükröződnek ezek a tapasztalati igazságok a 213. képen, amely a platina elnyelési viszonyait ábrázolja az L csoport környezetében.

Említettük, hogy a valódi tömegelnyelési együtthatót úgy kapjuk meg a gyengítési együtthatóból, hogy a szórási együtthatót kivonjuk belőle. Ez utóbbit közvetlen mérések alapján megállapítani elég nehéz feladat. Szerencsére értéke általában véve jóval kisebb, mint az elnyelési együtthatóé és ugyanarra az elemre nem igen változik a hullámhosszúsággal. Tehát gyakorlati szempontból sok esetben el lehet hanyagolni az elnyelési együttható mellett és ez utóbbit a gyengítési együtthatóval megegyezőnek lehet tekinteni. Az alábbi 14. táblázatban összeállítottuk néhány elem szórási együtthatóját a tömegegységre vonatkoztatva (σ/ρ).

14. táblázat.

Hullámhossz Å-ben	C	Al	Cu	Ag	Pb
0.12	0.14	0.14	0.18	0.35	0.67
0.71	0.18	0.20	0.29	0.47	0.82

Hasonlítsuk ezt össze a gyengítési együttható (μ/ρ) táblázatával (256. old.). Ebből megállapíthatjuk, hogy mikor tekinthetünk el a sugárszórástól nagyobb hiba nélkül. A nagyon kemény sugarak esetében általában véve nem; a középkevény és lágy sugaraknál ismét nem tehetjük ezt, ha kis rendszámú elnyelő elemünk van (a rendszám kisebb 20-nál); de megtehetjük a nehéz elemek körében.

Eddigélé csak elemek elnyeléséről szólottunk; kérdés, hogy milyenek a viszonyok vegyületek, fémötvözetek esetében. Erre is választ adunk a következő fejezetben, amelyben összetett testek sugárzásáról és elnyeléséről emlékezünk meg.

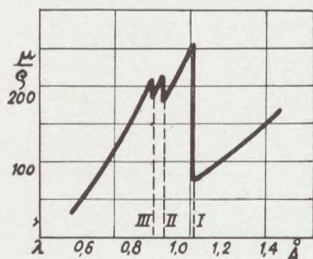
Az elnyelési törvény alapján érthetjük meg a Wehnelt-féle keménységmérő alapelvét is, amelyet különösen régebben a sugárzás közepes keménységének meghatározására használtak. (Zemplén—Pogány—Pöschl: Az elektromosság, 632. old.)

87. Sugárszűrők. Meg kell emlékeznünk még a *Röntgen-sugárszűrőkről*, amelyeknek szerepe hasonló a színszűrőkéhez. Fénytani kísérletek közben sokszor szükség van egyszínű fényre. Ha kényes igényeink vannak, akkor valamely elem-

nek egy színeképvonalát különítjük el a többtől, de ha megelégszünk kisebb hullámtartománnyal, akkor jó a színes üveg is. A kristállyal előállított Röntgen-színeképből is kiválaszthatjuk valamely elemnek egyik jellemző színeképvonalát, de ez többnyire gyenge a kísérletekhez. Ilyenkor inkább leszállítjuk

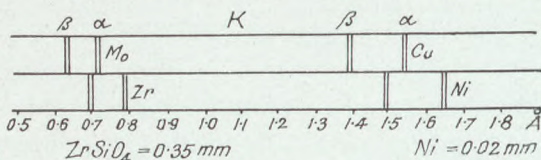
igényeinket: beérjük kevésbé egyenemű, de erőteljes sugárnyalábbal is.

Az egész eljárás fordulópontja az, hogy az elnyelési együttható görbéjének hirtelen ugrása van a K elnyelési határ környezetében; mégpedig ez a határ elemről elemre változik. A következőképen kell tehát eljárunk. A lámpára olyan nagy feszültséget kapcsolunk, hogy az antikatód anyagának K sorozata erőteljes legyen a sugárzásnak különben folytonos színeképében. A su-



213. kép. Elnyelési görbe az L határok környezetében.

garak útjába most olyan fémlamezt (szűrőt) állítunk, amelynek K elnyelési határa (mondjuk $K\beta$ vonala) az antikatód anyagának $K\beta$ és $K\alpha$ vonala közé esik (214. kép). Ez a szűrő a $K\beta$ vonaltól balra eső kemény sugarakat erősen elnyeli, tehát az antikatód $K\beta$ sugárzását is, ellenben az antikatód $K\alpha$ vonalát átengedi, vele együtt természetesen a színeképnek e vonal környezetébe eső folytonos részét is. Kellő vastagságú szűrővel elérhetjük azt, hogy az átbocsájtott sugárzásban el lehet hanyagolni a $K\alpha$ -tól különböző hullámú sugarakat. A szűrőnek használt anyagot poralakban kartonpapírra is rá lehet ragasztani. Ezzel az eljárással majdnem tetszésszerűen hullámú egyenemű sugárzást állíthatunk elő, mint az alábbi 15. táblázatból látható:



214. kép. A sugárszűrés alapelve.

15. táblázat.

Antikatód	Pt	W	Ag	Pd	Rh	Mo	Zn	Cu	Ni	Fe	Mn	Cr
A $K\alpha$ -vonali hullámhossza Å-ben	0.188	0.211	0.560	0.586	0.614	0.709	1.43	1.54	1.66	1.93	2.10	2.29
Szűrő	W Os	Yb Hf	Rh Pd	Ru Rh	Ru	Zr	Cu	Ni	Co	Mn	Cr	V

Különösen gyakran használják a rezet antikatódnak nikkel-szűrővel, mikor is a megszárt sugárzás hullámhossza főképen $1\cdot54 \text{ \AA}$ (l. 447. old.).

Egymenű sugárzás előállításának még más módjai is vannak. Ezek közül különösen KÜSTNER* különbségi eljárását említjük meg, amellyel sikerül a színeképvonalak hatását környezetüktől mentesen tanulmányozni s ez a hatás mégis erőteljes. (A kristályos visszaverődéskor éppen a színeképvonalak erőssége nem kielégítő.) A Küstner-féle eljárás alkalmával tulajdonképen két hatás különbségét észleljük — éppen innen származik a módszer neve.

Sokszor csak arra van szükség, hogy a színeképnek egy nagyobb (rendesen lágyabb) tartományát küszöböljük ki. Ez elérhető bármilyen fémszűrővel, ha megfelelő vastagnak választjuk. A szűrőn áthaladó sugárzás annál keményebb lesz, minél vastagabb a szűrő. Egyúttal mindinkább közeledik az egynemű sugárzás felé. A sugárszűrésnek ez a módja gyakran talál alkalmazást az orvosi gyakorlatban: pl. belső gyógykezeléskor a nagyon lágy sugarakat, amelyek a bőrre hatnak, alumíniumszűrővel fogják föl, de réz- és cinkszűrőket is használnak.

* Zsch. f. Phys. 70. k. 329. o. 1931.

XII. FEJEZET.

Összetett testek (vegyületek és ötvözetek) színeképei. Sugárelnyelésük törvénye.

Sok tapasztalat szolt és szol ma is a mellett, hogy a Röntgen-színekéért csak az atóm felelős. Kerüljön az atóm bármilyen viszonyok közé: változzék meg a test halmazállapota, lépjen be más atómok társaságába, a Röntgen-színkép változatlan marad: mégpedig úgy a kisugárzási, mint az elnyelési színkép. Ez a rokonszenves megállapítás az utóbbi években, a színképi méréseknek meglepő pontossága nyomán, némi rázkódást szenvedett. Ugyanis kiderült, hogy az atómok társulásuk kedvéért még ezen a területen is feláldozzák bizonyos fokig egyéni tulajdonságaikat: egyes elemek Röntgen-színképvonalainak hullámhosszúsága a vegyületben megváltozik. De vígasztalásul említhetjük, hogy az atómok egyéni sajátságainak ez az elhomályosodása főképpen csak a könnyebb elemekre vonatkozik, a nehéz fémek nagy serege érintetlenül marad. E kérdésnek azért van nagy jelentősége, mert ettől függ, hogy milyen mértékben lehet a Röntgen-sugárzást a kémiai vegyelemzésben segítőtársul felhasználni.

88. A kibocsátott sugárzás színeképe. A kémiai kapcsolatnak egy elem Röntgen-színképvonalaira gyakorolt befolyását LINDH svéd fizikus és LUNDQUIST 1924-ben észlelték először a $K\beta$ vonalcsoporton. Különböző *kénvegyületekkel* vonták be a lámpa antikatódját és azt tapasztalták, hogy a kén $K\beta_1$ vonala majd egyszeresen, majd pedig széthasadva jelent meg. Azonban egyik vonal hullámhossza sem egyezett meg pontosan a tiszta kén $K\beta_1$ vonaláéval (5021.3 X), amely egyszeres színképvonal, hanem a kénvegyület fajától és a használt antikatód anyagától (vas, alumínium, réz) függött. Az eredmények felől tájékoztat a 16. táblázat, amelyben a β_1 megfelel a tiszta kén $K\beta_1$ vonalának, a β_x a kísérő vonal, a $\beta_{1'}$ az eltolódott egyszeres vonal.

Még jobban eltolódik a Na, Mg és Al-oxid színképében észlelhető $K\beta_1$ vonal a tiszta fém $K\beta_1$ vonalához képest. Ezenfelül még több vas-, nikkel- és kobalt-vegyületben sikerült a $K\beta_1$ vonalat két összetevőre széthasítani, amelyeknek a távolsága 2—4 X-et tesz ki. Ellenben e fémek tiszta állapotban csak egyszeresen sugározzák ki a $K\beta_1$ vonalat.

16. táblázat.

Vegyület	Antikatód		
	Réz	Vas	Alumínium
Ag_2S^*	$\beta_1 = 5021.0 \text{ X}$ $\beta_x = 5013.4$	$\beta_{1x} = 5017.8 \text{ X}$	$\beta_1 = 5023.6 \text{ X}$ $\beta_x = 5015.0$
Ag_2SO_4	$\beta_1 = 5020.9$ $\beta_x = 5012.7$	$\beta_{1x} = 5018.1$	$\beta_{1x} = 5015.1$

Közeleső gondolat volt ebből a szempontból a $K\alpha$ vonalcsoportot is megvizsgálni. Ez is megtörtént több vegyületre. Nagyon szépen látható az α vonalak eltolódása a kénvegyületek színekében. Érdekes, hogy a tiszta kén és a szulfidok vonalai megegyeznek, ellenben a szulfitok és szulfátok kénvonalai a rövidebb hullámok felé tolódnak el, de úgy, hogy a két vonal hullámhosszának különbsége majdnem ugyanakkora marad (17. táblázat).

17. táblázat.

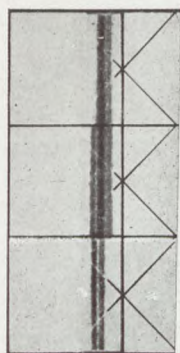
A n y a g	$K\alpha_2$	$K\alpha_1$	Különbség
Tiszta kén Szulfidok	5363.90 X	5360.90 X	3 X
Szulfitok és szulfátok	5260.90 X	5358.50 X	2.4 X

E tapasztalat alapján szép vonaleltolódási képeket lehet kapni, ha az antikatódra tiszta ként és valamilyen szulfátot teszünk (215. kép). Ugyanis a szulfát vonalpárja eltolódik a rövid hullámok felé körülbelül éppen az eredeti vonalpártávolsággal. Ennek az lesz a következménye, hogy a vonalpár helyett hármas vonalcsoportot kapunk: középen a tiszta kén α_1 és a vegyületi kén α_2 vonala fedi egymást. Ezt a vonalhármaszt néhány szulfát (pl. CaSO_4) már magában véve is megadja. Ennek oka valószínűleg az, hogy az antikatódon a szulfát az elektronok ütközése következtében szétbomlik.

* Erről és az alábbi vegyületekről olv. Liebermann—Bugarszky: Chemia, Franklin-T.

E kísérletek értékelése szempontjából meg kell említenünk, hogy az antikatódon sokféle folyamat mehet végbe a sugárzás keletkezésekor: kémiai reakciók a használt anyag és az antikatód között, oxidáció, redukció stb., amelyek a valódi jelenléte elhomályosítják. Fontos volna tehát másodlagos sugárkeltéssel is elvégezni e kísérleteket.

89. Elnyelési színeképek. Ezekre vonatkozólag még korábban



215. kép. A színeképvonalak eltolódása.

sikerült kimutatni a kémiai vegyülés hatását, mint a színeképvonalakra. BERGENGREN már 1920-ban tapasztalta, hogy a foszfor-sav és az ammonium-foszfát elnyelési színeképeiben a foszfor K határvonala a tiszta foszforéhoz képest 17 X-szel eltolódott a rövid hullámok felé. LINDHNEK az a sejtelmére támaszkodott, hogy e jelenségben talán a *vegyértéknek* van valami szerepe. És sejtelmében nem csalódott. Ugyanis megvizsgált egy egész sereg klórvegyületet és a legtöbbnek K elnyelési színeképeiben meglepően két abszorpciós határt észlelt, melyeknek hullámhossza a vegyérték növekedésével folyton csökkent. (18. táblázat.)

18. táblázat.

Vegyület	K_1	K_2
Cl_2	4393·8 X	4381·6 X
HCl	4385·3	—
NaCl (egy vegyértékű) . . .	4382·9	4360·0
NaClO_3 (öt vegyértékű) . .	4376·9	4357·4
NaClO_4 (hét vegyértékű) . .	4369·8	4347·8

Majd kiterjesztette vizsgálatait a kisebb rendszámú elemek [Si (14)-tól Fe (26)-ig] különböző vegyértékű vegyületeire és hasonló eredményt talált. Az ő és mások mérései alapján a megjelölt elemek körében a vegyi kapcsolatok hatását az elnyelési színeképekre a következőkben foglalhatjuk össze: A tiszta elem K elnyelési határvonalai mindig hosszabb hullámúak, mint valamely vegyületben fellépő határ. Tehát *ha az elnyelő atóm valamely molekulának tagja: vegyületben van, akkor az elnyelési határ eltolódik a rövidebb hullámok felé.** Mégpedig az eltolódás

* Kivételt képez a kén, melynél néha ellenkező irányú eltolódás is előfordul.

annál nagyobb, minél több idegen atómot köt le az illető atóm, vagyis minél több vegyértékkel szerepel valamely vegyületben.

Az L elnyelési határoknak a vegyülettől való függését szintén észlelték például jódivegyületeken, de az észlelésekből egyelőre még semmiféle szabályszerűséget sem lehetett levonni. Az N sorozatban pedig egyelőre nem figyelték meg a vegyülés befolyását.

90. Ötvözetek és vegyületek gyengítési együtthatója. A sugárgyengítési együttható szempontjából az elemek kémiai kapcsolatának annyiban van jelentősége, hogy a gyengítési együttható hirtelen változásának helye eltolódik egy kicsit a színeképben. De ez a tapasztalat csak a könnyebb elemekre vonatkozik, ellenben a nagyobb atómsúlyú fémekre nem. Tehát ezeknek a sugárgyengítését atómjaik változatlan tulajdonságának tekintjük, akár tisztán, akár vegyületben vagy ötvözetben fordulnak elő, s gyengítési együtthatójukat is az alkotórészek százalékos összetétele alapján számítjuk ki. Sőt bármilyen vegyület esetében is így járhatunk el, ha figyelembe vesszük az alkatrészek sugárgyengítési együtthatójának változását az elnyelési határok eltolódásával.

Gondoljunk most egy ötvözetből hengerelt fémlemezre, mely két fémalkatrészből áll és amelynek minden négyzetcm-ére 1 gramm tömeg esik. Nyilvánvaló, hogy e lemez sugárgyengítése nem változik meg, ha az egyik fém atómjait a lemez egyik oldalára, a másik fém atómjait meg a lemez másik oldalára gyűjtjük össze szép egyenletes rétegben. Vagyis az ötvözetből készült lemez a sugárgyengítés szempontjából helyettesíthető az alkatrészekből külön-külön készített és egymásra tett fémlemezekkel, ha ezek az ötvözött lemez méreteinek és százalékos összetételének megfelelnek. E gondolat alapján kiszámíthatjuk az ötvözet sugárgyengítési együtthatóját. Legyen az első lemeznek a tömegegységre vonatkoztatott gyengítési együtthatója μ_1/ϱ_1 és 1 négyzetcentiméteres darabjának tömege a_1 gramm (1 grammnál kisebb). Ekkor a sugárzás erőssége a lemezen való áthaladás után

$$I_1 = I_0 e^{-\frac{\mu_1}{\varrho_1} a_1},$$

ha I_0 jelenti a beeső sugárzás erősségét.

Majd az I_1 erősségű sugárnyaláb ráesik a második lemezre, amelynek gyengítési együtthatója μ_2/ϱ_2 és 1 négyzetcm-es

darabjának tömege a_2 gramm. (Megjegyezzük, hogy $a_1 + a_2 = 1$.) Az áthaladó nyaláb erőssége

$$I_2 = I_1 e^{-\frac{\mu_2}{\rho_2} a_2} = I_0 e^{-\left(\frac{\mu_1}{\rho_1} a_1 + \frac{\mu_2}{\rho_2} a_2\right)}$$

Tehát az összetett lemez gyengítési együtthatója, természetesen tömegegységére vonatkoztatva:

$$(49) \quad \frac{\mu}{\rho} = a_1 \frac{\mu_1}{\rho_1} + a_2 \frac{\mu_2}{\rho_2}.$$

Mondanunk sem kell, hogy hasonló tétel érvényes több elemből álló ötvözetre is. Csak azt ne felejtjük, hogy az ötvözetből olyan vastag lemezt kell venni, amelynek 1 négyzetcentiméter területű darabja éppen 1 gramm. Az a számok tulajdonképpen azt mondják meg, hogy az 1 grammos lemez súlyának mekkora törtrésze egy-egy alkotórész súlya. Tehát az a számok összege egyenlő 1-gyel.

Ennek a tapasztalati igazságnak akkor jut nevezetes szerep, ha vékony fémlémezzel lehetőleg az egész ráeső sugárnyalábot el akarjuk nyeletni. (A szórástól most eltekintünk.) Ilyenkor egyetlen fémből hengerelt lemezzel nem boldogulunk, ha mindjárt ólomból van is az! Ugyanis még az 1 mm vastag ólomlemez is eléggé átengedi a K elnyelési határánál (138 X) valamivel lágyabb sugarakat — a 100 X-nél keményebbekről nem is szólva. Tehát ha nem akarjuk a lemez vastagságát növelni, akkor nincs más mód, mint az ólom egy részét más fémmel helyettesíteni, amely éppen ott nyeli el erősen a sugárzást, ahol az ólom átengedi. Ilyen például a wolfram, amelynek K elnyelési határa az óloménál lágyabb (178.06 X). Az 50—50%-os ólom-wolframötvözet ($a_1 = a_2 = 1/2$) elnyelése egyenletesebb, mint a tiszta ólomé — persze csak a 0.1 Å-nél (100 X-nél) lágyabb sugarakra gondolva (215. kép). Még javíthatjuk az elnyelési viszonyokat, ha kettő helyett három vagy négy alkalmas fémet választunk. Csak arra kell törekednünk, hogy elnyelési határaik jól eloszoljanak a színekben: ahol egyik rosszul viselkedik, nem nyeli el eléggé a sugárzást, ott segítsen a másik. Tehát röviden azt mondhatjuk, hogy egy alkalmas ötvözetből hengerelt lemez, melynek minden négyzetcentiméterére 1 gramm jut, jobban nyeli el a sugarakat, mintha egyik alkotórészből készítenénk ugyanilyen lemezt.

Azonban megjegyezendő, hogy a nagyon kemény sugárzási tartományban egyik fém elnyelési együtthatója sem változik ugrásszerűen, tehát az előbbi módon nem javíthatja egy másik

fém elnyelését sem; ekkor a wolfram nem segít semmit az ólmon.

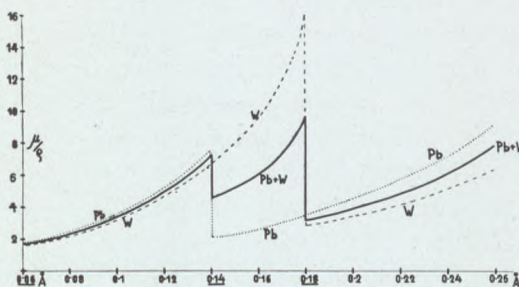
Fölvetődik az a kérdés, hogy mekkorának kellene választani annak az elemi anyagnak a rendszámát, amely épen úgy nyelne el egy bizonyos hullámú sugárzást, mint az összetett. Legyen a keresett rendszám Z , az alkotórészeké $Z_1, Z_2 \dots Z_n$.

A (47.) és (49.) képlet alapján azt találjuk, hogy

$$Z = \sqrt[3]{a_1 Z_1^3 + \dots + a_n Z_n^3} \quad (50)$$

föltéve, hogy mindegyik alkotórész elnyelési együtthatójában ugyanaz a szorzó szerepel. Ez a Z a közepes (effektív) rendszám. Az (50.) képlet alapján a levegő közepes rendszáma 7.69, a vízé 7.43. Minthogy a kettő alig különbözik egymástól, 1 négyzetcentiméter alapú és 1 gramm tömegű (773 cm hosszú) levegőoszlop majdnem úgy nyeli el a sugárzást, mint 1 köbcentiméter víz. Az emberi test lágy részeinek elnyelése elég jól egyezik a vízével, tehát a közepes rendszámuk is kb. akkora, mint a vízé vagy a levegőé. E kérdésnek az orvosi gyógykezeléskor az emberi testben elnyelt sugáradag (dózis) megmérése alkalmával van nagy jelentősége.

91. Néhány alkalmazás. Az *átvilágítási Röntgen-képek* keletkezését is az összetett testekre vonatkozó elnyelési törvény alapján érthetjük meg igazán. Mindenekelőtt gondoljunk az emberi testre. A világító ernyőn a csontok és a vastagabb izmok sötétebb árnyékképe jelenik meg világosabb környezetben, mert főképen a csontok jobban elnyelik a Röntgen-sugarakat, mint az izmok. Az emberi test főalkatrészei a következő elemek: H (1), C (6), N (7), O (8), P (15), Ca (20); a zárójelben az elem rendszáma látható. A csont anyaga kalcium-foszfát: $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$, tehát éppen a testet alkotó elemek közül a legnagyobb rendszámúak (Ca, P) fordulnak elő benne. Az izmok és a lágy részek inkább a többi elemekből állnak. Mivel pedig az elnyelési együttható a rendszám harmadik hatványával arányos, beláthatjuk, hogy a csontok sugár-



216. kép. A wolfram-ólomötvözet sugárgyengítési görbéje.

elnyelése aránytalanul nagyobb, mint az izmoké és a lágy testrészeké. Az is nyilvánvaló, hogy a test belsejébe került ólomgolyó árnyékképe feltűnően sötét a világító ernyőn, hiszen az ólom rendszáma 82.

Ugyancsak az összetett testek elnyelési törvényei indokolják meg az úgynevezett *kontraszt-anyagok* alkalmazását az emberi test belső szerveinek vizsgálatakor. Az eljárás alapelve az, hogy a megvizsgálandó belső testrészbe (bél, gyomor stb.) olyan anyagot viszünk be, amely nagyobb rendszámú, mint környezetének alkatrészei és e mellett nem ártalmas. Ilyenek a bizmutkarbonát, a bárium-szulfát, azután a bróm- és jódsóoldatok stb. Ugyanis a bizmut rendszáma 83, a báriumé 56, a brómé 35, a jódé 53, amelyek mind nagyobb számok, mint a lágy testrészek alkotó elemeinek rendszáma, tehát elnyelésük ezekéhez képest igen nagy. Megjegyzendő, hogy az ellenkező úton is haladhatunk: egy belső szerv (pl. a vese) akkor is jól láthatóvá válik, ha a környezetébe levegőt fúvunk bele. Ekkor ugyanis a környezetet átlátszóbbá tettük a Röntgen-sugarak részére.

A vegyületek elnyelési törvénye alapján azt is könnyen beláthatjuk, hogy a *Lindemann-féle üveg* sokkal jobban átocsátja a Röntgen-sugarakat, mint például a közönséges nátronüveg. Ugyanis a nátronüveg alkotórészei oxigénen kívül: Na (11), Ca (20), Si (14), míg a Lindemann-féle üvegé: Li (3), Be (4), B (5) — lithium-berillium-borát. Látjuk, hogy az utóbbi üveg alkotórészeinek rendszáma (a zárójelben) sokkal kisebb, mint a nátronüvegé. Pedig tudjuk, hogy ennek a harmadik hatványa játszik szerepet a sugárelnyelésben.

XIII. FEJEZET.

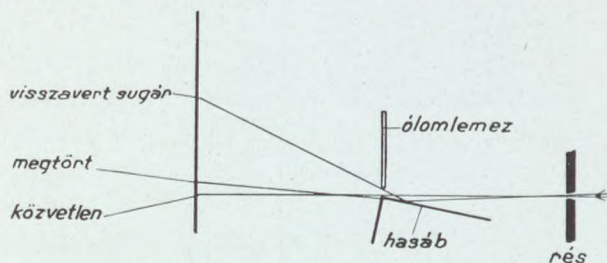
Lágy sugárzás vonalas színeképei.

(Fénytani kísérletek Röntgen-sugárral.)

Az eddigi Röntgen-spektrográfokban kivétel nélkül valamilyen kristály foglalta el a legelőkelőbb helyet. Kristály nélkül nincs Röntgen-színekép! De már előbb is említettük, hogy a nagyon lágy Röntgen-sugárzás színeképét nem lehet előállítani megszokott szép kristályainkkal (20 Å-ön felül), hanem zsírsav-kristályokra van szükség. De ezekkel sokkal bizonytalanabbá válik a mérés,

mint a természetadta gyönyörű kristály - példányokkal. Ezenfelül még itt is határra bukkanunk: 140 Å-nél lágyabb területre nem igen juthatunk. Ha még tovább akarunk

menni, a Röntgen-színekép előállításának új módjáról kell gondoskodni. E gondoskodással karöltve fejlődött az a vágy is, hogy végre már teljesen rányomják a Röntgen-sugarakra a fénysugár bélyegét: hogy elvégezzék a Röntgen-sugarakkal is a jól ismert fénytani kísérleteket. De melyek is ezek? A sugártörés, színeképelőállítás üveghasábbal, azután meg üvegrácscsal, sugárszövődés Fresnel-tükrökkel stb.

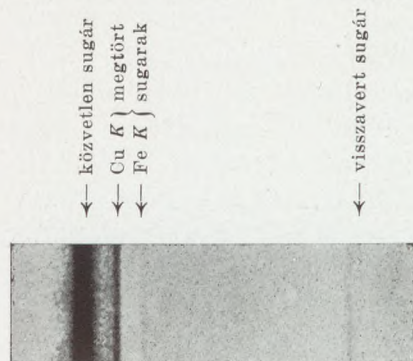


217. kép. A Röntgen-sugarak törése üveghasábban.

92. **Hasábbal előállított színeképek.** Emlékezhetünk rá, hogy a Röntgen-sugár törésének föltevése alapos támaszt — mondhatnánk — kísérleti igazolást nyert, mikor a Bragg-féle visszaverődési törvénytől való eltéréseket kétségen kívül tapasztalták. De hiányzott a közvetlen bizonyíték! Ha a Röntgen-sugár valóban megtörik, mikor egy másik test határfelületén áthalad, akkor meg kell törnie a vízben vagy az üvegben egyaránt! És valóban SIEGBAHN és munkatársai

1924-ben — mintegy 10 évvel a kristály-színkép fölfedezése után — közönséges üveghasábbal is állítottak elő Röntgen-színképet. Előttük többen megkísérelték már ezt, de bizonytalan eredménnyel.

SIEGBAHN és társai azzal a fogással éltek, hogy a sugarakat *majdnem símulva ejtették* az üveghasábra. Ugyanis a törés törvénye alapján ekkor lehet várni a legnagyobb irányváltozást a sugár útjában. (Igaz, hogy a símuló beesés a Röntgen-sugarak visszaverődésére nézve is előnyös, mint azt



218. kép. Üveghasábbal készült Röntgen-színkép.

hamarosan látni fogjuk.) Egyébként a kísérleti berendezés vázlata a 217. képen látható. Keskeny résen át egy kissé széttartó sugárnyaláb esik az üveghasábra, melynek törőélével szemben ólomlemez áll. A nyaláb néhány szélső sugara elsurran a törőél mellett, nagyobb része pedig irányát megváltoztatva áthatol az üveghasában: megtörik, az irányváltozás néhány szögpercet tesz ki; a nyaláb kisebb része

meg visszaverődik a hasáb határlapjáról. A sugarak útjába tett fényképezőlemezen persze nem kapunk valami szép folytonos színképet, hanem a közvetlenül ráeső sugárzás helye mellett az antikatódnak néhány jellemző színképvonalát. A fölvételek réz- és vas-antikatód sugárzásával készültek. Egy ilyen fölvétel látható a 218. képen. A $K\alpha$ csoport vonalait nem sikerült szétválasztani sem a vas, sem a réz esetében. De a $K\beta_1$ néha külön is megjelent. Az üveghasáb sűrűsége 2·551 volt. A fényképfölvételek alapján ki lehet számítani a törésmutatókat is, illetőleg 1-nek és ezeknek a különbségét (δ). Csak a következő két eredményt említjük :

19. táblázat.

Vonal	Hullámhossz	$\delta \cdot 10^6$
$\text{Fe}K\alpha_{12}$	1933 X	$12 \cdot 38 \pm 0 \cdot 4$
$\text{Cu}K\alpha_{12}$	1538	$8 \cdot 125 \pm 0 \cdot 05$

A törésmutató (μ) tulajdonképen egyenlő $1-\delta$ -val. Tehát a törésmutató értéke a következő:

$$\text{FeK}\alpha_{12} \dots\dots 0.999,987,62$$

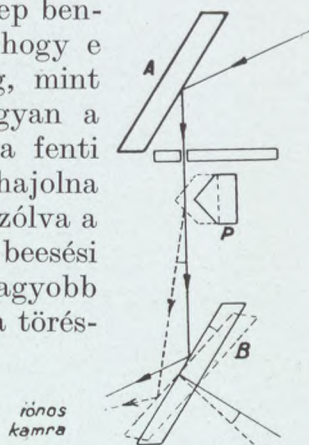
$$\text{CuK}\alpha_{12} \dots\dots 0.999,991,88$$

Íme! Alig tudjuk elképzelni az 1-től való különbségüket, oly kicsinyek! Tehát a *Röntgen-sugarak törésmutatója majdnem 1*, de mégsem egészen. E miatt nem tudták észlelni régen e sugarak törését.

Talán maga a törés jelensége is meglep bennünket, de még jobban meglep az, hogy e sugarak éppen ellenkezően törnek meg, mint várnánk; éppen ellenkezően, mint ahogyan a fénysugarak körében megszoktuk. Ha a fenti üveghasábra fénysugár esnék, ez lefelé hajolna el, a Röntgen-sugár meg fölfelé tér el. Szólva a Röntgen-sugár levegőből üvegbe jutva a beesési merőlegestől eltávolodik: a törési szög nagyobb lesz, mint a beesési. Éppen ezért kisebb a törésmutatója 1-nél. De nemcsak az üveg, hanem egész sereg más anyag esetében is ugyanezt tapasztalták.

A Röntgen-sugarak törésmutatóját több anyagra vonatkozólag megmérte BERGEN DAVIS és munkatársa kétkristályos spektrométerrel (219.

kép). Egy mészpátkristályt kettéhasítottak és a hasadási felületeket használták visszaverő atómsíkoknak. A sugártörő hasáb (P), amelynek anyaga ezüst, réz, kén, alumínium, szén, celluloid és paraffin volt, a két kristály közé került a sugarak útjába. A törőszög 60° és 173° között változott. A mérés maga úgy folyt le, hogy először a törőhasáb nélkül keresték meg a kristályoknak és az ionos kamrának azt az állását, amelyben a visszavert sugár legerősebb volt: röviden beállították a spektrométert egy színeképvonalra. Majd a sugarak útjába tolva a hasábot, ismét beállították a készüléket ugyane színeképvonalra. Persze most a második (B) kristályt is el kellett fordítani valamivel, hiszen a megtört sugár most más szög alatt esett a B kristályra, mint előbb. A kristály elfordítási szöge éppen egyenlő volt a sugár irányváltozási szögével. Ez belátható akár a Bragg-féle sugárgyűjtő tulajdonság, akár a csőspektográf tárgyalásakor említett geometriai tételek



219. kép. A törésmutató mérése kétkristályos spektrométerrel.

alapján. E módszerrel a következő δ értékeket kapták a molibdén $K\alpha_1$ sugárzására, melynek hullámhossza 707.8 X :

20. táblázat.

Anyag	$\delta \cdot 10^6$
Ag	5.85 ± 0.3
Cu	5.95 ± 0.5
S	1.39 ± 0.05
Al	1.68 ± 0.07
C	1.23 ± 0.15
Celluloid	0.980 ± 0.03
Paraffin	0.701 ± 0.03

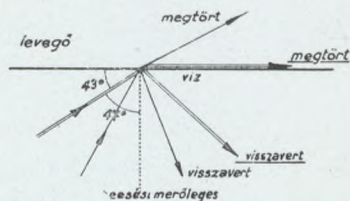
Az alumíniumhasáb eltérítési szöge 5.85 szögmásodpercet tett ki, tehát rendkívül kicsiny volt.

Jóval nagyobb színképi tartományban határozta meg LARSSON a kvarc törésmutatójának a hullámhosszúsággal való változását. Azt találta, hogy a Cu $K\beta_1$ vonalától (1389 X) a Mg $K\alpha$ vonaláig (9868 X) a $\delta \cdot 10^6$ számértéke 7.026 -tól 346.0 -ig növekszik. Tehát mérései elég kiterjedt hullámtartományban tájékoztatnak a kvarc Röntgen-színszórásáról (diszperziójáról).

Újabban ORBÁN GYÖRGY mérte meg egy üveghasáb (sűrűsége 2.524) törésmutatóját a Cu $K\alpha_1$ és $K\alpha_2$ vonalakra vonatkozólag. Eljárásának lényege az, hogy a Seemann-féle sötét-kamrás-spektrométer nyílásának egyik felét eltakarta az üveghasáb szélével, míg a másik fél nyitva maradt a sugarak részére. Ennek következtében a fényképezőlemezen megjelent a közvetlen és a megtört sugárból származó színképi vonal. A kristály csekély elfordítása után a vonalak eltolódtak. Ez eltolódásokból ki tudta számítani a törésmutatót. A mérés eredménye szerint a Cu $K\alpha_1$ vonalára: $\delta \cdot 10^6 = 8.83 \pm 0.02$.

93. A Röntgen-sugarak teljes visszaverődése. Az a körülmény, hogy a Röntgen-sugarak törésmutatója az 1-nél kisebb, még egy új, érdekes jelenségcsoporthoz kapuit is föltárja előttünk. Ugyanis a fénysugarak körében ezzel együtt jár a teljes visszaverődés jelensége. Sokan gyönyörködnek a fehér hóban vagy a fehér-habos, tarajos vízhullámokban — de talán nem vetik föl maguknak azt a kérdést, hogy az átlátszó jég vagy víz miért válik egyszerre hófehérré! Ezt megértjük, ha a teljes visszaverődés jelenségével megismerkedünk. Midőn a fénysugár vízből vagy jégből levegőbe érkezik, fontos szerepet játszik a határszögnek nevezett beesési szög. Ez a víz esetében körülbelül

47° a beesési merőlegestől számítva és 43° a víz felszínétől számítva (220. kép). Ha a fénysugár ennél kisebb szög alatt érkezik a vízből a levegő határához, akkor egy része megtörve tovább halad a levegőben, a másik része pedig visszaverődik. Ha meg a beesési szög éppen egyenlő a határszöggel, akkor a megtört sugár símulva halad a határfelület mentén, persze visszavert sugár is van. Mihelyt azonban a beesési szög nagyobb a határszögnél, csak visszavert sugarat kapunk, megtört sugár nem lesz többé! Éppen ezért nevezik a jelenséget teljes visszaverődésnek. Most már megmagyarázhatjuk, miért fehér a víz habja és a hó. A víz fehér habja vékony vízhártyákból áll, melyek között légbuborékok vannak. Ha a napfény ráesik, a sugarak teljesen visszaverődhetnek, mikor az egyes vízhártyákból ismét a közbeeső légbuborékokba akarnak jutni. Minden a beesés szögétől függ. Tehát szemünkbe visszajuthat a beeső fehér fény nagy része, mégpedig szétszórva. Hasonlóan magyarázhatjuk a hó fehérségét is: itt az apró jégkristályok között van a levegő s a fénysugarak a jégből levegőbe jutva, verődnek teljesen vissza.



220. kép. A fénysugár teljes visszaverődése.

A fény teljes visszaverődése igen nevezetes jelenség s reá vonatkozólag alapvető vizsgálatokat végzett hazánkban RYBÁR ISTVÁN.

Hasonló jelenséget várhatunk a Röntgen-sugarak körében is, mert ezeknek törésmutatója általában kisebb 1-nél, mikor a levegőből valamilyen testbe jutnak. És valóban COMPTON 1922-ben üveg- és ezüstlemezen észlelte is a teljes visszaverődést. De miért nem észlelték korábban? Egyszerűen azért, mert a Röntgen-sugarak teljes visszaverődési határszöge (ϑ_0) igen kicsiny, majdnem zérus. A törésmutató, illetőleg a δ felhasználásával ki is lehet számítani e szög értékét:

$$\vartheta_0 = \sqrt{2\delta}. \quad (51)$$

[A törés törvénye szerint (195. kép)]

$$\frac{\cos \vartheta}{\cos \vartheta'} = \mu = 1 - \delta.$$

Ha a sugár a teljes visszaverődés határszöge (ϑ_0) alatt esik be, akkor

a $\vartheta'_0 = 0$ és $\cos \vartheta'_0 = 1$, tehát

$$\cos \vartheta_0 = 1 - \delta.$$

De fönnáll a következő trigonometriai egyenlet:

$$\cos \alpha = \cos^2 \frac{\alpha}{2} - \sin^2 \frac{\alpha}{2} = (1 - \sin^2 \frac{\alpha}{2}) - \sin^2 \frac{\alpha}{2} = 1 - 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}.$$

Tehát

$$\cos \vartheta_o = 1 - 2 \sin^2 \frac{\vartheta_o}{2}.$$

Így azután

$$1 - 2 \sin^2 \frac{\vartheta_o}{2} = 1 - \delta.$$

Elhagyva az 1-et, a jobb és baloldalon:

$$(52) \quad 2 \sin^2 \frac{\vartheta_o}{2} = \delta.$$

Azonban kicsiny szögnek a sinusa nagy megközelítésben egyenlő az egységnyi sugarú körnek a szárai közé eső ívdarabjával, vagyis

$$\sin \frac{\vartheta_o}{2} \sim \frac{\vartheta_o}{2}.$$

Ebből négyzetre-emelés után

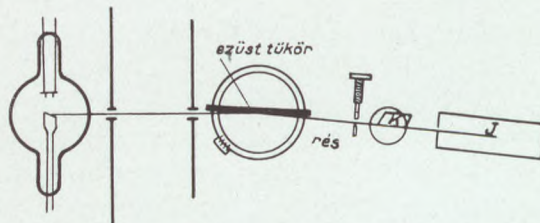
$$\sin^2 \frac{\vartheta_o}{2} \sim \frac{\vartheta_o^2}{4}.$$

Behelyettesítve ezt az (52)-be:

$$2 \frac{\vartheta_o^2}{4} = \delta \text{ vagyis } \vartheta_o^2 = 2\delta \text{ és végül } \vartheta_o = \sqrt{2\delta}.$$

A δ -ról már tudjuk, hogy igen kicsiny szám. Tehát nagyon kicsiny szöget kapunk akkor is, ha az utóbbi képlet alapján fokokban kiszámítjuk a hozzá tartozó határszöget. De nincs is itt fokokra szükség!

Boldogok vagyunk, ha szögpercekben fejezhetjük ki a kis szögeket. Mégis jóval nagyobbak ezek, mint törés alkalmával az eltérítési szögek. Megjegyzendő, hogy a Röntgen-sugaraknak a határszögnél kisebb szög alatt kell beesni, hogy teljesen visszaverődjenek, mert a beesési szög nem a közönségesen annak tekintett szög, hanem ennek pótszöge.



221. kép. A Röntgen-sugarak teljes visszaverődése. (Compton.)

COMPTON a következő kísérleti berendezést használta (221. kép). Keskeny sugárnyaláb esik a forgatható ezüsttükörre. A visszaverődés után a sugarak egy kristályra (K) jutnak, amely meg az iónos kamrába (J) tereli őket. Később a kristályt (vagy rácst) a tükör elé tették a sugarak útjába, hogy már a tükörre eső sugárzás lehetőleg egynemű legyen. COMPTON

e berendezésével megmérte a teljes visszazerődés határszögét a 21. táblázatban említett anyagokra.

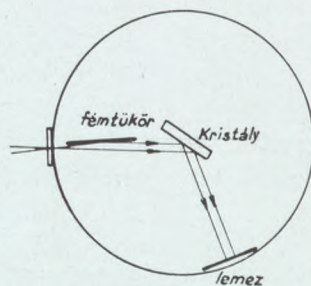
21. táblázat.

Anyag	Sűrűség	λ Å-ben	ϑ_0
Üveg	2·52	1·279	10'
Üveg	2·52	0·52	4'
Ezüst	10·5	1·279	22·5'

Később a méréseket kiterjesztették sok más fémre is (acél, réz, nikkel és arany üveglemezre porlasztva) és a határszögre ugyanolyan színképi tartományban körülbelül ugyanilyen rendű értékeket kaptak.

SIEGBAHN és munkatársa hosszabb hullámok körében is (4 Å-ön felül) végeztek visszazerődési méréseket légüres spektrográfban (222. kép). Azzal a fogással éltek, hogy a beeső sugárnyaláb egy része közvetlenül, a másik meg egy fémtükörről visszazerődve jutott ugyanarra a kristályra. Így azután ugyanazt a színképvonalat kétszeresen megkapták a fényképezőlemezben. Eredményeik sorozatából csak azt említjük meg, hogy az ezüst $L\alpha$ sugárzásának ($L\alpha_1 = 4145\cdot64$ X) ugyancsak ezüstről való visszazerődésekor határszög gyanánt $1^\circ 35'$ -et találtak, amelyből e sugárzás törésmutatójául $0\cdot999,5$ -öt lehet kapni. Más kutatóknak meg a teljes visszazerődés határszögénél jóval nagyobb szög alatt is sikerült a Röntgen-sugarak szabályszerű visszazerődését észlelni. Így a $\text{Cu}K\alpha_1$ sugárzásának határszöge ezüstenél $25'$, de még 2° -nál is sikerült visszazerődést tapasztalni. Megemlítjük még azt, hogy a legújabb kutatások szerint a Röntgen-sugarak körében tulajdonképpen nincs is nagyon pontosan megmérhető határszög, hanem a visszazert sugár erőssége fokozatosan csökken egy bizonyos szögön túl. Éppen ezért ez a módszer a törésmutató mérésére nem is nagyon alkalmas.

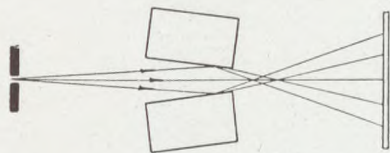
94. Rács-színképek. A Röntgen-sugarak törésének és visszazerődésének minden kétségen felül álló észlelése még tovább rombolta le azokat a válaszfalakat, amelyek eleinte



222. kép.
A Röntgen-sugarak teljes visszazerődése.
(Siegbahn.)

a Röntgen- és fénysugarak között emelkedtek és amelyeknek ledöntését már LAUE nagy fölfedezése megkezdte. De mégis hiányzott valami: elhajlási és sugárszövődési kísérletek megvalósítása egyetlen keskeny résen át és közönséges üvegrácossal. Az utóbbi évek munkája e téren is meghozta a várva-várt sikert.

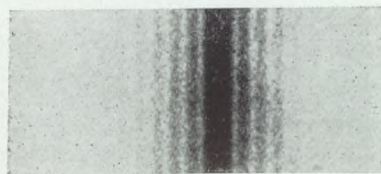
Már régebben megemlékeztünk azokról a törekvésekről,



223. kép. A Röntgen-sugarak elhajlása keskeny résen keresztül.

amelyeknek célja volt egyetlen igen keskeny résen keresztül a Röntgen-sugárnyalábok elhajlását tapasztalni. A kísérleteket persze összetett sugárzással végezték, így nem is lehetett mást várni, mint az árnyékképnek bizonytalan kiszélesedését. Csak 1924-ben sikerült WALTERnek a $K\alpha$ sugárzásával egy-két

elhajlási csíkot kapni, de 30 órai megvilágítási időre volt szüksége. Nyilvánvaló, hogy egyetlen réssel annál könnyebben sikerül az elhajlási kísérlet, minél hosszabb a Röntgen-fény hulláma. Hiszen ekkor közeledünk a fénysugarak felé, ahol ez a jelenség pompásan megvalósítható. Ezért LARSSON (1929) az alumínium $K\alpha$ (8319·40 X) sugárzását 6 mikron széles nyíláson át ejtette egy másik keskeny résre, amelyet két kvarchasáb törőéle határolt (223. kép). E második rés szélessége 5 mikron körül volt. Gyönyörű csíksorozatot kapott a közvetlenül átjutó

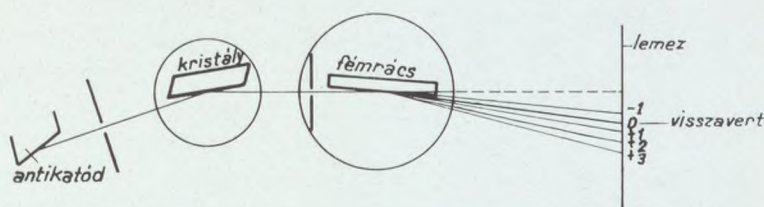


224. kép. Röntgen-sugárral kapott elhajlási csíkok.

sugár mindkét oldalán (224. kép). KELLSTRÖM 1930-ban körülbelül 6 mikron széles rést használt a légmentes Siegbahn-féle csőspektrográfban (192. oldal) a kristály helyett, melytől a fényképezőlemez 416 mm távolságra volt. Az $Al K\alpha$ és a $Cu L\beta$ sugaraival nagyon szép elhajlási csíkokat kapott. A régebbi kísérletekben az is hiba volt, hogy a beeső sugárzás nem volt eléggé egynemű és elég hosszú hullámú, tehát nem is lehetett a fényképezőlemezen elhajlási csíkokat várni. KELLSTRÖM a hullámhosszúságot is megmérte az elhajlási csíkok távolságának és más szükséges adatoknak felhasználásával.

Lehetne arra gondolni, hogy sok keskeny rést sűrítünk össze egymás mellé (rács) és az áteső Röntgen-fény elhajlási

színeképét állítjuk elő. Ez a kísérlet a nyílásoknak szükséges kicsinyisége és sűrűsége miatt meg nem valósítható. De miért akarjuk mi a rácsszíneképet mindenképen áteső fénnel előállítani? Hiszen ez a fénysugarak körében a visszaverődési oldalon is jelentkezik. Hogy fémrácsok esetében így van, azon senki sem csodálkozhatik, hiszen a rács használatát éppen a visszaverődésre alapítják. De így van ez üvegrácsok esetében is, legfeljebb a visszaverődési oldalon kapott színeképek halványabbak, mint az átesők. A Röntgen-színeképnek üvegráccsal való előállításakor meg éppen a visszaverődési oldal bizonyult előnyösebbnek. Ennek oka az, hogy a Röntgen-



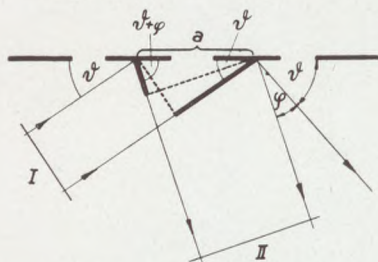
225. kép. Röntgen-színekép előállítása rácossal. (Compton és Doan).

sugarak az üvegről teljesen visszaverődnek, ha majdnem simulva (10 percnnyi beesési szög körül) esnek rá. Tehát ha a sugárnyaláb az üvegrácsot majdnem simulva éri, a visszaverődési oldalon bőségesen lépnek föl elhajlított sugarak, amelyek egymással összeszővődve létrehozzák a rácsszíneképet. A simuló beejtési módnak még más előnye is van: ugyanis csekély hullámhosszváltozás mellett is aránylag nagy mértékben kell az elhajlási szögnek változni, hogy újabb, más hullámú sugarak erősítsék egymást. Tehát ilyen simuló beeséskor jobban szétváltnak a szomszédos színeképi vonalak, mint különben. Nagyobb a fölbontás.

Ez elv alapján COMPTON és DOAN 1925-ben állították elő Röntgen-sugárral az első rácsszíneképet; fémrácsot használtak, melyen mm-ként 50 karcolás volt. A kísérleti berendezés a 225. képen látható. A lámpából kiinduló sugárnyalábbból először mészpátkristállyal elkülönítenek egy színeképvonalat ($MoK\alpha$, $CuK\alpha$) és csak ezt ejtik rá a rácsra. Az elhajlított sugarak fényképezőlemezre esnek, amelyen a közvetlenül visszaverődő sugár (vastagabb vonal) két oldalán sorakoznak a különböző rendű színeképvonalak (-1 , 0 , $+1$, $+2$, $+3$).

Hátra van most a rácsegyenlet megállapítása, amelyből majd kiolvashatjuk, hogy miféle mennyiségeket kell meg-

mérni a hullámhosszúság kiszámítása végett. Hiszen végül is erre törekszünk. A 226. képen a szakadozott vonal ábrázolja a rácsnak a papír síkjával való metszetét. Egy párhuzamos sugarakból álló keskeny nyaláb ϑ szög alatt esik a rácsra. (A valóságban ez a szög sokkal kisebb, néhány szögperc.) Most éppen úgy, mint a Laue-féle elhajlási jelenségek kapcsán, ki kell fejezni matematikailag a két sugár útkülönbségét. Az eltérés csak az, hogy most a beeső sugár nem merőleges a rácsra és az elhajlított sugár a visszaverődési oldalon van. Zárjon be a kiszemelt elhajlási irány a ráccsal $\vartheta + \varphi$ szöget.



226. kép. A rács törvénye.

A két sugár útkülönbségét az I és II sík között a vastag vonaldarabok különbsége adja meg. Ez pedig a szereplő derékszögű háromszögekből a következőképpen számítható ki:

$$a \cos \vartheta - a \cos (\vartheta + \varphi),$$

ahol a a rácsállandó: két átlátszatlan sáv közepének egymástól való távolsága. Ha ez az útkülönbség a hullámhosszúságnak (λ) egész számú (n) többszöröse, akkor erősíti egymást a két sugár. Tehát színeképvonalat kapunk olyan $\vartheta + \varphi$ irányokban, amelyekre fennáll:

$$n \lambda = a [\cos \vartheta - \cos (\vartheta + \varphi)].$$

Mivel itt nagyon kicsiny, percekben kifejezhető beesési szögekről van szó, ezt az egyenletet jóval egyszerűbb alakra lehet hozni. Ugyanis a számítások eredménye szerint igen nagy megközelítésben:

$$(53) \quad n \lambda = \frac{a}{2} (2 \vartheta \varphi + \varphi^2).$$

[A trigonometriában levezetik a következő egyenletet:

$$\cos \gamma - \cos \delta = 2 \sin \frac{\gamma + \delta}{2} \sin \frac{\delta - \gamma}{2}.$$

Alkalmazva ezt a jelen esetben:

$$\cos \vartheta - \cos (\vartheta + \varphi) = 2 \sin \frac{2 \vartheta + \varphi}{2} \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Mivel most nagyon kis szögekről van szó, ezeknek sinusa helyett magukat a szögeket írhatjuk. Tehát

$$2 \sin \frac{2 \vartheta + \varphi}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \sim 2 \frac{2 \vartheta + \varphi}{2} \frac{\varphi}{2} = \frac{1}{2} (2 \vartheta \varphi + \varphi^2).$$

Így azután

$$n\lambda = \frac{a}{2} (2\vartheta\varphi + \varphi^2).$$

A visszavert sugár másik oldalán

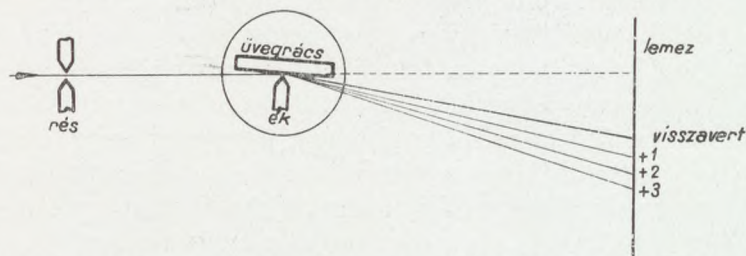
$$n\lambda = \frac{a}{2} (2\vartheta\varphi - \varphi^2).]$$

Az n most is az elhajlított sugárnyaláb (színeképvonal) rendszáma; lehet pozitív vagy negatív egész szám, a szerint, hogy az elhajlási irány hogyan fekszik a közvetlenül visszaverődő sugárhoz képest. Látjuk tehát, hogy a λ kiszámítása végett meg kell mérnünk a rácsállandót (a), a beesési szög kétszerezését (2ϑ) és még külön az elhajlított sugár és a közvetlenül visszavert sugár által bezárt szöget (φ). Persze csak a fényképezőlemezen kapott vonalak távolságát van módunkban megmérni, meg a lemez és a sugárbeesés helyének távolságát. De ez elég is, mert ezekből ki lehet számítani a szögeket és így a λ -t is. COMPTON a molibdén $K\alpha$ vonalára 707 ± 3 X-et kapott, amely elég jól egyezik a korábbi 707.8 X értékkel. A megvilágítási idő elég hosszú volt, ugyanis 9 órai megvilágítás után kapott egy belső (—) és három külső (+) elhajlási vonalat. Ennek egyik oka mindenesetre az volt, hogy a sugár csak a kristályról visszaverődve jutott rá a rácsra.

Eppen ezért THIBAUD és munkatársai úgy módosították az előbbi kísérletet, hogy elhagyták a kristályt és a keskeny sugárnyalábot két résen át ejtették a rácsra. Közöséges üvegrácsot használtak, amelyen mm-ként 200 karcolás volt. Hosszabb hullámok mérése végett ők is, meg más kutatók is légtüres térben helyezték el a rácsos spektrográfot.

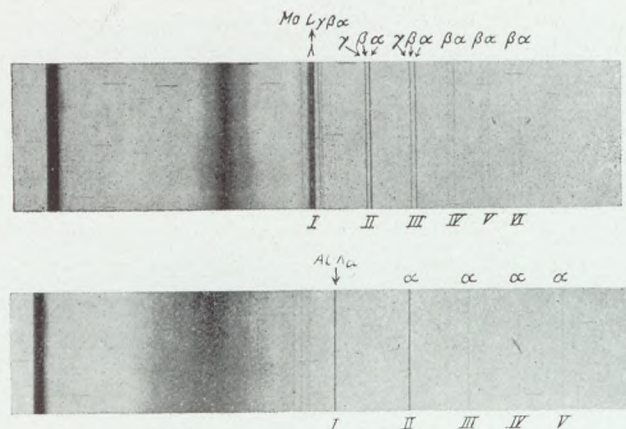
Az említetteknel sokkal nagyobb pontosságot ért el a rácsmérések terén BÄCKLIN az upsalai Siegbahn-laboratórium-ban. Tudjuk, hogy a kicsiny elhajlási szögek mérésekor pontosan kell ismernünk a sugárbeesés helyének (a rácson) és a fényképezőlemeznek a távolságát. Ugyanis ennek felhasználásával tudjuk csak kiszámítani a lemezen megmért vonaltávolságokból az elhajlási szögeket. Igaz, hogy ez a távolság általában nagy (például THIBAUDnál 1300 mm-t tett ki), de pontatlan ismerete mégis bizonytalanságot visz be a kis elhajlási szögek kiszámításába is. Ezt a bizonytalanságot eloszlatta BÄCKLIN (1928) azáltal, hogy a ráccsal szembe acéléket állított, akárcsak SEEMANN a kristály közelébe (227. kép). Mégpedig a készülék forgási tengelye beleesett a rács vonalkázott határlapjába, amelytől 0.01 mm távolságban, a tengellyel párhuzamosan állott az ék éle. BÄCKLIN a sugárbeesés helyének a

forgási tengelyt tekintette, amelynek távolságát a fényképező-lemeztől igen nagy pontossággal meg tudta mérni. Ezenfelül az éknek köszönhető az is, hogy borotvaéles színképvonalakat kapott a fényképezőlemezen (228a. és b. kép). Kísérletének érdekességét csak fokozza az, hogy nem készítettett külön e célra nagy



227. kép. A Röntgen-színkép előállítása az ék-módszer szerint. (Bäcklin.)

felbontású, sűrűn vonalazott rácsot, hanem egy régi, történelmi nevezetességű üvegrácsot használt, amellyel a híres ÅNGSTRÖM 1868-ban a nap színképét vizsgálta. Nem valami különös rács ez: mm-kint 220 vonal van rajta. Ez a rács is megvolt, a kristályok is mind megvoltak már a Röntgen-sugarak fel-



228a. és b. kép. Rácsszínkép (Bäcklin).

fedezésekor és mégis közel 20 évig kellett várni, amíg az emberek e sugarak körében fel tudták használni őket!

BÄCKLIN hosszabb hullámú Röntgen-sugarakat ($\text{Mo}L\alpha_1$ és $L\beta_1$, $\text{Al}K\alpha_{12}$ és $\text{Mg}K\alpha_{12}$) ejtett rácsára, hogy ezáltal is megkönnyítse a mérés pontos elvégzését. Ennek következtében persze légüres térben kellett dolgoznia. Rács-spektrográfjának szerke-

zete a következő (229. kép). A rács egy Siegbahn-féle edény közepében a kristálytartón nyugszik; az edénynek oldalnyúlványa van, hogy a fényképezőlemezt a ráctól jó nagy távolságra lehessen elhelyezni; ekkor ugyanis a színeképvonalak egymástól távolságuknak a lemezen. A Röntgen-lámpa természetesen közvetlen összeköttetésben áll a készülék belsejével. Hogy e spektrográffal milyen gyönyörű fényképfölvételeket lehet készíteni, arról tanuskodik a 228a. és b. kép. A felső a molibdén $L\alpha_1$ és $L\beta_1$ sugárzását ábrázolja hat rendben, az alsó pedig az alumínium $K\alpha_{12}$ vonalát öt rendben (nincs szétválasztva a két vonal).

Az utóbbi vonal ($AlK\alpha_{12}$) hullámhosszúságára BÄCKLIN 9 különböző fényképfölvétel alapján a következő középértékeket találta :

22. táblázat.

$AlK\alpha_{12}$ Å-ben	I.	II.	III.	IV.	V.
Középértékek	8·333	8·335	8·331	8·324	8·332
134. sz. fölvétel	8·327	8·328	8·331	8·337	8·333

A III. rendben csak egyetlen mérési adat (nem középérték) szerepel. Az egyes mérések adatai persze nem egyeznek meg egymással olyan jól, mint a középértékek, de az eltérések itt sem nagyok, mint a táblázat alsó sorában látható.

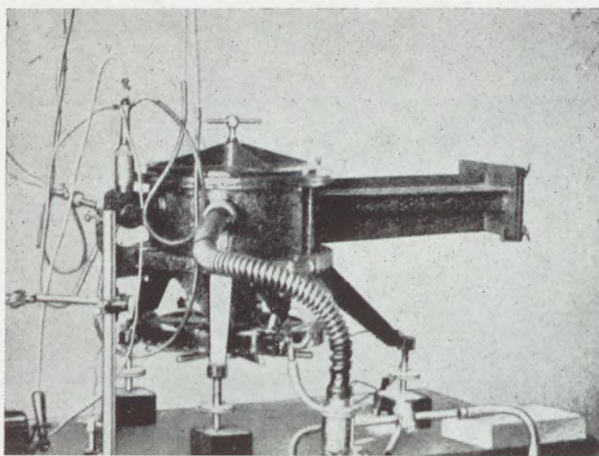
95. A rácsmérések jelentősége. Hasonlítsuk most össze a rácsmérések eredményét a kristállyal kapott hullámhosszakkal. Ez az összehasonlítás nagy meglepetést hoz számunkra. Ugyanis kiderül, hogy a ráccsal általában *nagyobb értékeket* kapunk egy anyag jellemző vonalainak hullámhosszára, *mint kristállyal*. Ezt bizonyítja a következő táblázat.

23. táblázat.

Színeképvonal	Ráccsal	Kristállyal	Eltérés
Mo $L\alpha_1$	5402 X	5394 X	1·4 ⁰ / ₀₀
Mo $L\beta_1$	5174	5166	1·6
Al $K\alpha_{12}$	8333	8321	1·4
Mg $K\alpha_{12}$	9833	9818	1·5

Eleinte azt gondolhattuk, hogy pusztán hiúsági kérdésből akarjuk meghódítani a rácsokat is a Röntgen-sugarak számára, de most e kis táblázat alapján látjuk, hogy a rácsmérések

jelentősége nagyobbra nőtt, mintsem vártuk volna. Ugyanis a Bragg-féle egyenlet alapján való mérésakor ismernünk kellett legalább egyetlen kristály atómsíkainak a távolságát. Ezek voltak a kőskristály hasadási lapjaival párhuzamos síkok. Ez atómsíkok távolságát a kőso sűrűségének, a nátrium és klór atómsúlyának és az Avogadro-féle számnak felhasználásával számítottuk ki — feltéve, hogy az egész térrács-elgondolás helyes (177. oldal). Ha a sűrűséget és az atómsúlyokat nagy pontossággal ismerjük is, eléggé bizonytalan az Avogadro-féle szám értéke. Pedig ettől nagy mértékben függ a Röntgen-



229. kép. A Bäcklin-féle rács-spektrográf.

színképvonalak hullámhossza. Íme tehát látjuk, milyen bizonytalanságsúszott be az egész Röntgen-spektroszkópiába!

A rácsmérések alapképletében is szerepel a rács-állandó, de ez sokszorta nagyobb, mint az atómsíkok távolsága és az Avogadro-féle számtól függetle-

nül igen nagy pontossággal megmérhető. Így azután a rácsmérések alapján nyert hullámhosszak is függetlenek lesznek nemcsak e számtól, hanem minden kémiai és fizikai állandótól is. Éppen ezért a ráccsal való hullámhosszúság-mérést abszolút mérésnek is nevezik.*

Nem volna semmi baj, ha a kétféle mérés eredményei megegyeznének. Sőt ez a megegyezés nagyon megnyugtatóna bennünket. A baj éppen az, hogy nem így áll a dolog! Ugyanis az abszolút mérésekből kapott hullámhosszak alapján a Bragg-egyenletből kiszámíthatjuk az atómsíkok távolságát. Fennállnak a következő egyenletek:

$$\begin{aligned} n \lambda_{\text{krist}} &= 2 d_{\text{krist}} \sin \vartheta_n \\ n \lambda_{\text{rács}} &= 2 d_{\text{rács}} \sin \vartheta_n. \end{aligned}$$

* Neugebauer Tibor és Gombás Pál hazánkiai újabban elméleti úton is kiszámították a szilvin-kristály rácsállandóját.

Osztva a két egyenletet egymással:

$$\frac{\lambda_r}{\lambda_k} = \frac{d_r}{d_k}. \quad (54)$$

Ebből

$$d_r = d_k \frac{\lambda_r}{\lambda_k}.$$

Ha λ_r helyére ide behelyettesítjük az alumínium $K\alpha_{12}$ vonalának Bäcklin-féle értékét és λ_k helyére a kisebb, kristállyal mért adatot, akkor azt találjuk, hogy

$$d_r > d_k.$$

Mégpedig a mészpátkristály állandójára a

$$d_k = 3029 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$$

helyett

$$d_r = 3033 \cdot 10^{-11} \text{ cm-t}$$

kapunk, amely $1 \cdot 50/_{00}$ -kel (ezreléssel) nagyobb az előbbinél.

Mivel nem kapjuk meg az említett állandók alapján számított értéket (d_k), ezeket az állandókat kell felelőssé tenni az egész eltérésért. De melyiket? Legelőször is az Avogadro-féle számot. Ez a szám az atómsíkok távolságának kiszámításakor osztóképen szerepel. Mivel pedig az így kapott érték kicsiny az abszolút mérések eredményéhez képest, azt kell mondanunk, hogy az *Avogadro-féle szám használt értéke nagy*. De ezzel még nincs minden befejezve. Ugyanis e szám felhasználásával kiszámíthatjuk az elektron töltését is, ha még ismerjük egy fém (pl. ezüst) elektrokémiai egyenértékét és atómsúlyát.* E töltésre a következő értéket kapjuk:

$$e = 4 \cdot 793 \cdot 10^{-10} \text{ elektrosztatikai egység}$$

$30/_{00}$ hibával. A *Millikan-féle érték*:

$$e = 4 \cdot 774 \cdot 10^{-10} \text{ elektrosztatikai egység.}$$

Az előbbi nagyobb ennél, mégpedig a különbség nagyobb, mint e szám $40/_{00}$ -e, vagyis 4 ezredrésze. Tehát az eltérés nagyobb, mint az előbbi szám hibája. Természetes, hogy ezzel kapcsolatban válságba jutott más fizikai állandók értéke is.

Amint látjuk, a ráccsal való Röntgen-színképmérés a fizika alapvető állandóit érinti. E nagy jelentőségére való tekintettel

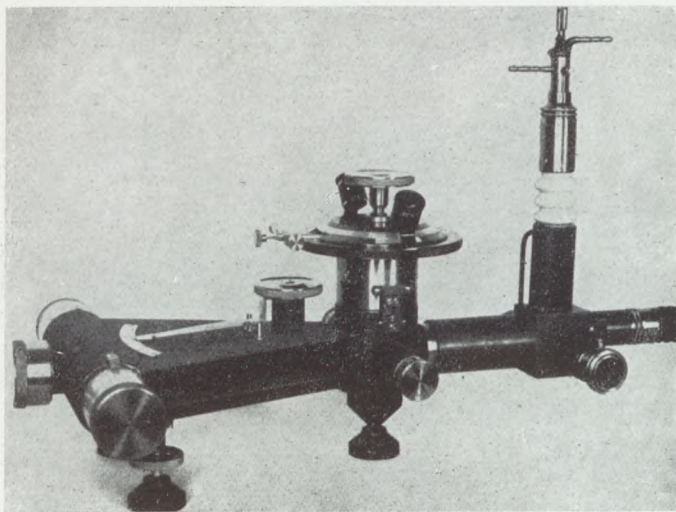
* A képlet a következő:

$$e = \frac{A \cdot c}{10 L E},$$

amelyben A az ezüst atómsúlya, c a fény terjedési sebessége, E az ezüst elektrokémiai egyenértéke, L az Avogadro-féle szám.

mások is végeztek a Bäcklinéhez hasonló kísérleteket. Bár akad olyan kutató is, aki nem találta meg az említett eltéréseket, mégis a nagyobb súlyú mérések ezek mellett szólnak. Sőt még nagyobb eltéréseket is találtak, mint Bäcklin, sűrűbb rácsokat használva a színek előállítására. A véglegesen döntő kísérletek azonban még hátra vannak.

96. Igen lágy Röntgen-sugarak rácsszínképe. A rácsméréseknek nagy elvi jelentőségükön kívül még nem kevésbé fontos gyakorlati jelentőségük is van. Ugyanis jól tudjuk, hogy a kristály



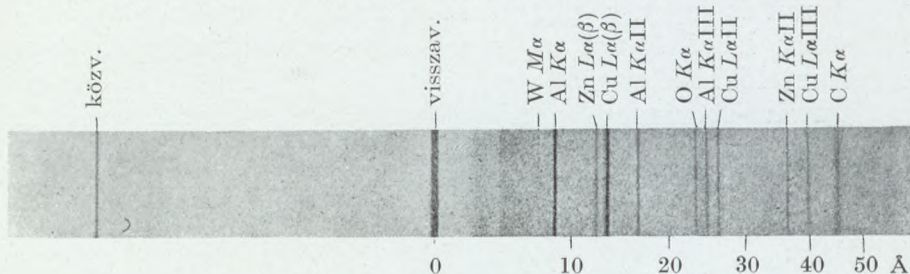
230. kép. Siegbahn és Magnusson rác-spektrográfja.

atómsíkjaiinak távolsága határt szab a hullámhosszúság mérésének; e határt a zsírsavkristályok elég messze eltolták, de véglegesen a rácsoak tüntették el. Ugyanis megfelelő ráccsal jóformán akármilyen lágy Röntgen-sugár hullámhosszát meg lehet mérni. Ilyen módon sikerült is a Röntgen-sugarak és az ibolyántúli sugarak tartományát teljesen áthidalni. A mérésekhez lehet sík és homorú (vájtt) rácsoakat használni, amelyek akár üvegből, akár fémből készülhetnek.

A síkráccsal ellátott spektrográfokról már megemlékeztünk. Ilyen a Compton-, a Thibaud- és a Bäcklin-féle készülék. SIEGBAHN és MAGNUSSON is szerkesztettek egyet, amely egyrészt abban különbözik az előbbiektől, hogy jóval keskenyebb, másrészt pedig abban, hogy a rács és fényképezőlemez megfelelő elfordításával a beeső sugár mindkét oldalán lehet fölvételt készíteni (230. kép). A készülék és a Röntgen-lámpa

közvetlen kapcsolatban állnak egymással és kiszivattyúzhatók. A 231. kép egy ezzel a spektográfval készült fényképfölvételnek a másolata, kb. hatszorosan nagyítva: több elem színeképvonalai láthatók rajta különböző rendben.

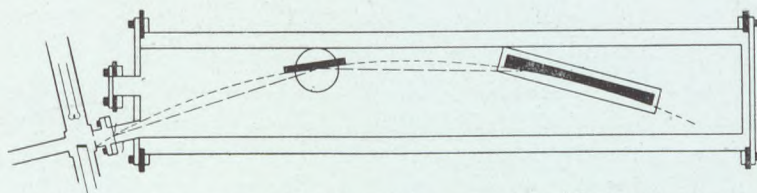
Ezzel a spektográfval nemcsak Röntgen-színeképeket lehet vizsgálni, hanem igen rövid hullámú ibolyántúli sugarakat is.



231. kép. Lágy Röntgen-színeképvonalak.

Sugárzó forrás gyanánt légüres térben keltett fémszikrákat használnak, különösen alumínium-szikrát, amelynek 68 és 278 Å közé eső vonalai a lágy Röntgen-sugarak mérésekor alapvonalak gyanánt is szerepelnek.

Több ízben említettük, hogy a síkrácsra bizony igen keskeny sugárnyalábot kell ejteni, ha éles színeképet akarunk kapni. Ez meg magával hozza a hosszú megvilágítási időt. Ennek csökkentése végett Osgood kezdeményezésére (1927)



232. kép. Röntgen-színekép előállítása vájt ráccsal. A baloldali vastag vonal a rács, a jobboldali a fényképezőfilm v. lemez.

vájt ráccsal is végeztek kísérleteket, amelynek gyűjtő tulajdonsága van s így egyúttal éles színeképvonalakat is lehet várni. Az ilyen spektrográf készítésekor figyelemmel kell lenni a homorú rácsok törvényére. E szerint ugyanis a rést ama körön kell elhelyezni, amelynek átmérője a rács görbületi sugara: ekkor a színeképvonalak is e körre esnek, tehát a fényképezőlemez is e kör érintője mentén helyezendő el (232. kép). Mivel a kör átmérője elég nagy, legalább egy-két méter (fénytani mérésekre szánt rácsnál még sokkal nagyobb), ezért egy kisebb

fényképezőlemez szinte egészen össze is esik a körívvel. Osgood fém- és üvegrácsot használt, melyre mm-ként 580 és 800 karcolás esett, de nem kapott valami éles színekvonalakat. Ellenben SIEGBAHN az utóbbi években nagyon jól használható vájt rácsos spektrográfot szerkesztett az 50 Å-ön felül eső sugarak tanulmányozására. A használt rácson mm-ként 1170 vonal van és sugara 1 méter. Ezzel sokkal élesebb alumínium-színképet lehet kapni ugyanabban a színképtartományban, mint az előbbi síkráccsal.

A rács-spektrográffal sikerült az 5-ös rendszámú *bór* és a 4-es *berillium* $K\alpha$ vonalát is lefényképezni: hullámhossza 100 Å-ön is felül van. Egyébként néhány könnyű elem $K\alpha$ vonalának hullámhosszára ráccsal a következő értékeket találták:

C (6) $K\alpha$	44.54 Å
B (5) $K\alpha$	67.71 „
Be (4) $K\alpha$	115.7 „

Az *L* sorozatban még nem sikerült ilyen kis rendszámú elemekig eljutni, de sikerült például a kalciumnak két vonalát megmérni:

Ca (20) Ll	40.90 Å
Ca (20) La	36.27 „

Az *M* és *N* sorozatban ugyancsak végeztek méréseket a rács-spektrográffal. Így például észlelték a 215 Å hullámhosszúságú *vas* vonalat (Fe 26) és a *réz*nek (Cu 29) 164 Å-ös vonalát, amelyek valószínűleg az *M* sorozatba tartoznak.

Amint látjuk, ezek a nagyon lágy Röntgen-sugarak teljesen beleesnek az alumínium rövidhullámú ibolyántúli sugarainak tartományába. Fényes diadalát jelenti ez annak a gondolatnak, hogy a Röntgen-sugarak csak hullámhosszúságban különböznek a fény- és ibolyántúli sugaraktól!

97. A Fresnel-féle tükrökísérlet Röntgen-sugárral. A rács-színképek sikere sejteni engedte, hogy a Röntgen-sugarakkal is elvégezhetők az összes fénytani kísérletek, ha bizonyos körülményekre tekintettel vagyunk. Valóban az utóbbi évek sok kellemes meglepetést hoztak e téren. Első helyen említjük, hogy KELLSTRÖM Upsalában sikeresen elvégezte a Fresnel-féle kettős tükrökísérletet (99. kép) Röntgen-sugarakkal is (1932). A kísérlet sikere nem azon múltott, hogy valamilyen különleges tükröket használt, hanem szintén azon, hogy a sugarakat majdnem símulva ejtette a tükrökre és így jelentékeny volt a vissza-

verődés mindkét tükörről. Fontos volt az is, hogy egynemű sugárzás (valamilyen anyag jellemző sugárzása) esett a tükrökre. A kísérleti berendezés a következő. A két teljesen megegyező üvegtükör mérete $48.21 \times 24.7 \times 9$ mm. A tükrök síkja függőleges, szélük összeér és hajlásszögük finom csavarral változtatható 19.6 és 86.4 szögmásodperc között. A tükrök kiszivattyúzható vasedényben vannak, mert lágy sugarakkal lehet a kísérletet sikeresen végezni (229. kép). Ilyen edényt használt BÄCKLIN is rácskísérlete közben. A rés távolsága a tükrök forgási tengelyétől körülbelül 15 cm, a fényképezőlemezé 67 cm.

A kísérlethez $\text{Al } K\alpha$, $\text{Cu } L\alpha\beta$ és C (szén) $K\alpha$ sugárzását használták. A sugarak 0.5 mikron széles résen keresztül szétartva estek a tükrökre szűrés nélkül; a beesési szög a tükrök érintkezési helyének környezetében a teljes visszaverődés határszöge körül volt. A beeső sugárzást egyneműnek lehetett tekinteni, mert az antikatód jellemző sugárzása vezetőszerpet vitt benne az aránylag kis lámpafeszültség miatt ($7-10$ kilovolt). A két tükörről visszaverődő keskeny sugárnyaláb össze-szővődött és így a fényképezőlemezen $30-75$ perces megvilágítási idő után sötét és világos csíkok jelentek meg. A szén $K\alpha$ sugárzásával kapott fényképfölvételt 73 -szoros nagyításban a 233. képen láthatjuk. Ha erőteljes összetett sugárzás esik a tükrökre, akkor a feketedés folytonos lesz, mert a lemez a különböző hullámú sugárzások között nem tud különbséget tenni. Ha észlelni tudnánk Röntgen-színeket, akkor ez esetben éppen olyan pompás színképsorozatot látnánk, mint mikor a Fresnel-tükrökre fehér fény esik.

A tükörkísérlet alapján kiszámíthatjuk a Röntgen-sugár hullámhosszát is felhasználva két szomszédos fekete csík közepének egymástól való távolságát és még néhány más adatot.

A mérések eredményét az alábbi 24. táblázatba foglaltuk össze, melybe mindjárt beírtuk a rácsmérésekből számítható hullámhosszakat is.

24. táblázat.

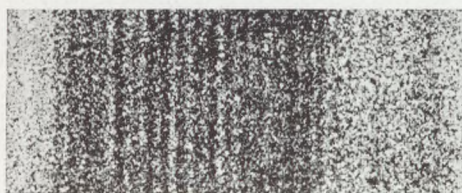
Sugárzás	$\text{Al } K\alpha$	$\text{Cu } L\alpha\beta$	$\text{CK}\alpha^*$
Kettős-tükör	$7.57, 7.49 \text{ \AA}$	13.55 \AA	45.59 \AA
Rács	8.333	13.32	44.54

* A $\text{CK}\alpha$ vonal előállítására alumínium-antikatódra dörzsölt grafitot használtak.

Az utóbbi két értéket relatív rácsméréssel határozták meg, alapul mészpátkristállyal meghatározott hullámhosszat vettek. E két érték tulajdonképpen $1.50/_{00}$ -kel nagyobbítandó, ha az abszolút rácsmérések eredményére támaszkodunk (l. 283. old.).

A mérés pontossága a különböző hibaforrások kiküszöbölésével még fokozható és így a rácsmérésekkel való megegyezés is valószínűleg jobb lesz.

98. A Lloyd-féle tükrökísérlet. Ez a Fresnel-féle módosításának tekinthető. Abban különbözik tőle, hogy elhagyjuk

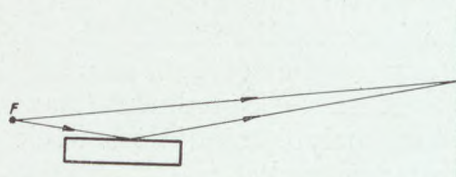


233. kép. Fresnel-féle csíkok a szén $K\alpha$ (44.6Å) sugárzásával.

az egyik tükröt és a felfogó ernyőt (fényképező lemezt) a résből közvetlenül kiindulósugarak útjába állítjuk (234. kép). Az egyetlen tükröt a sugárnyaláb mellett (oldalt) helyezzük el, hogy a nyaláb egy része símulva essék rá és visszaverődjék

róla. A visszavert sugarak belejutnak a fényképezőlemezre közvetlenül ráeső sugárnyaládba és ezzel összeszővődnek, minek következtében a lemezen előhívás után sötét és világos csíkok jelennek meg, ha egynemű Röntgen-sugárzást használunk. Összetett sugárzáskor elmosódott fekete sáv észlelhető, esetleg különböző feketeségű részletekkel. E kísérletet látható fénnel LLOYD végezte el először (1837). A Röntgen-sugarak körében először LINNIK (1930), majd KELLSTRÖM (1932) valósította meg.

KELLSTRÖM az előbb említett üveglemezek egyikét használta föl, melytől 1—20 mm-re tette a 0.1 mikron széles rést. A tükröt a réssel együtt a kiszivattyúzható vasedény asztal-kájára került. A beesési szög 1 — 5 szögperc között változott. A megvilágítási idő körülbelül az előbbi lámpaterheléskor



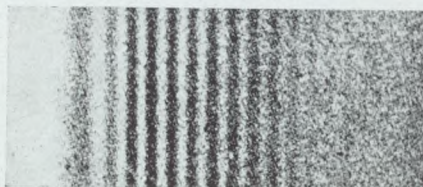
234. kép. A Lloyd-féle tükrökísérlet.

20—30 percet tett ki. A 235. képen látható az $AlK\alpha$ sugárzással készült fényképfölvétel másolata 60-szorosan megnagyítva. A fényképfölvételek alapján ki lehet számítani a használt sugárzás hullámhosszúságát is. Több mérés középértéke gyanánt KELLSTRÖM a következő eredményeket kapta:

$$Al\ K\alpha = 8.23\text{Å} \text{ és } Cu\ L\alpha\beta = 13.47\text{Å}.$$

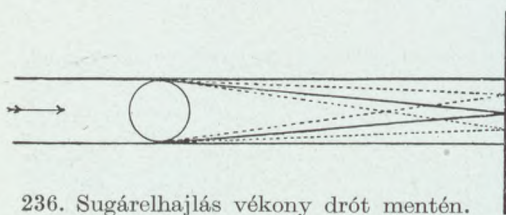
A módszer pontos hullámhossz-mérésre nem látszik alkalmasnak.

99. Sugárszövődés vékony rétegekben. Igen vékony nikkel-rétegen, amelyet párologtatás útján üveglapon állítottak elő, sikerült a vékony lemezek (szappanhártyák) színéhez hasonló jelenségeket a Röntgen-sugarak körében is észlelni. (KIESSIG 1930.)



235. kép. Lloyd-féle sugárszövődési kép $AlK\alpha$ sugaraival.

100. Elhajlás vékony drótszálak mentén. Látható fényben nemcsak hosszúkás, keskeny nyíláson keresztül, hanem vékony drót mentén is föllép a sugárelhajlás és összeszövődés. Ugyanis a vékony szál mindkét oldalának környezetéből sugarak indulnak ki az ernyő minden pontja felé, melyek útkülönbségük szerint erősítik vagy



236. Sugárelhajlás vékony drót mentén.

gyengítik egymást (236. kép). Ha a vékony drót helyéről is indulhatnának sugarak, akkor a sötét vagy színes csíkok elmaradnának. Éppen e sugarak hiánya oka a jelenségnek. Az

ernyő közepe világos, mert ide egyenlő hosszú sugarak jutnak.

KELLSTRÖM e kísérletet Röntgen-sugarakkal is elvégezte. Használt 0.0436 mm átmérőjű foszforbronzdrótot, meg 0.0379 és 0.0188 mm vastag wolframdrótot. A kifeszített drótot



237. kép. Sugárszövődés vékony drót árnyékában. (Az eredeti nagyított fölvételről készült pozitív kép.)

az előbb említett légüres vasedény közepére tette függőlegesen. Majd keskeny résen ejtette rá az $AlK\alpha$ sugarait, az elhajlított és összeszövődő sugárnyalábokat pedig az edény oldalnyúlványában elhelyezett fényképezőlemezen fogta föl. A megvilágítási idő 1—3 óra között változott, körülbelül az

előbbi lámpaterheléskor. A 237. képen látható a vastagabb wolframdróttal készült elhajlási kép másolata 73-szorosan megnagyítva.

101. Elhajlás igen nagy ernyő szélé mentén. Ha a vékony drót helyett nagy ernyőt állítunk a sugarak útjába, melynek

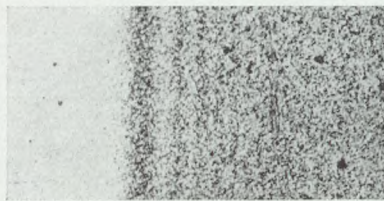


238. kép. Elhajlás üveglap szélé mentén.

egyik szélé éppen a drót helyére esik, akkor is elhajlás és sugárszövődés észlelhető az árnyékon kívül. A jelenség ismét úgy magyarázható meg, hogy az ernyő környezetének minden pontjából a felfogó

lemez minden pontja felé terjednek a sugarak, tehát egymással összeszövődhetnek. Azokon a helyeken, ahol sötétség lesz, éppen az ernyő helyéről induló fénysugarak okoznának világosságot.

KELLSTRÖM ezt az elhajlási kísérletet Röntgen-sugarakkal ugyancsak légmentes spektrográf-edényben végezte. A nagy ernyő tulajdonképpen a Fresnel-féle tüörkísérlet közben használt egyik tüör volt, amelyet a 238. kép szerint állított az Al $K\alpha$ sugarainak útjába. A rés szélessége 0,5 mikron, a lámpa terhelése körülbelül az említett, a megvilágítási idő 20 perc volt. A kapott fényképfölvétel másolata 85-szörösen megnagyítva a 239. képen látható.



239. kép. Sugárszövődés nagy ernyő árnyékában.

*

Amint látjuk, alig van már olyan fénytani kísérlet, amelyet Röntgen-sugarakkal is el ne lehetne végezni. Tehát újabb támaszt nyert az a régi sejtetem, hogy a Röntgen-sugarak csak hullámhosszban különböznek a fénysugartól. Most már elbizakodottan azt gondolhatnánk, hogy tudjuk is, mi a Röntgen-sugár: egyszerűen rövidhullámú fénysugár. Igen, de mi a fénysugár? Nehéz rá felelni. Eddig hullámnak tartottuk, de nemsokára olyan tájakra jutunk, ahol ez a felfogás rázkódást szenved. Annyi bizonyos, hogy csak egyik fajú sugárzás rejtélyét kellene megoldani, akkor a másikat már ismernénk.

XIV. FEJEZET.

A Röntgen-színképek elmélete.

Óriási tapasztalati anyagot halmoztunk föl a Röntgen-színképekre vonatkozólag. De eddig mindig csak arra a kérdésre válaszoltunk, hogy milyenek ezek a színképek, milyen törvényszerűségek uralkodnak bennük. Itt az ideje, hogy számot adjunk arról is, vajjon miért találjuk éppen ezeket a szabályokat. Erre a miértre persze csak egy nevezetes elmélettel válaszolhatunk, egy elmélettel, mely az atomok szerkezetére, továbbá a sugárzás keletkezésére és elnyelésére, tehát az atomok (az anyag) és a sugárzás között lévő kapcsolatra vonatkozik. Eddig elhanyagoltuk az atomokat: megelégedtünk azzal, hogy a Röntgenlámpa antikatódjának atomjai X-sugarakat is bocsátanak ki, hogy a kristályok atomjai a rájuk eső sugarakat minden irányban szétszórják, más atomok meg elnyelik, de e kisugárzás, szétszórás és elnyelés közelebbi lefolyásáról nem mondtunk semmit. Nem is mondhattunk, mert eddig még semmiféle közelebbi képet nem alkottunk magunknak az atomokról. De ezt tovább nem tehetjük. Nézzük hát, milyen kis világoknak tekintjük ma az atomokat. Hiszen, hogy a valóságban milyenek, azt megmondani úgy sem tudjuk. De nem szabad ebben a tudományos kutatás tragikumát látni. Ugyanis a törvényszerűségeket ismerjük: és ez a legfontosabb. Az atomokra vonatkozólag csak az a fontos, hogy olyan képet alkossunk róluk magunknak, amelynek alapján a tapasztalati törvényeket meg tudjuk magyarázni. Persze ez a kép az újabb tapasztalatok alapján mindig változik.

102. Az atómminta. Minthogy a Röntgen-sugár jogosan tekinthető rövidhullámú fénysugárnak, az első kép, amelyet a Röntgen-színképvonalak keletkezéséről alkothatunk magunknak, hasonló lehet ahhoz, amelyet a világító testek (gázok) színképvonalainak eredetéről rajzoltunk meg (123. old.). Ennek lényege, hogy mindenért a rezgő elektron felelős. Most is föltehetnénk, hogy az antikatódba ütköző elektronok rezgésre készítik ennek saját elektronjait és mindegyik rezgő elektron egy meghatározott rezgésszámú színképvonalat sugároz ki. A különbség csak az, hogy Röntgen-sugárzáskor a rezgésszám igen nagy,

fénykibocsátáskor megkisebb (de még ekkor is billiórendű). Ennek a föltevésnek azonban két hibája van: egyik az, hogy annyiféle rezgő elektront kell föltételeznünk az antikatódban, ahány színkép vonal van. Ez más szóval azt jelenti, hogy az antikatód atómjai nem teljesen egyformák, hiszen egyik atómhoz tartozó elektron más kötélekben van, mint a másik. Sőt rettenetesen sokféle elektron, illetőleg atóm létezését kell föltennünk, mert izzás közben meg az antikatód mindenféle színű fényt sugároz ki magából. Önkéntelenül eszünkbe jut a zongora: annyiféle húrja van, ahány hangot tud kiadni magából. De van olyan hangszer is, amelynek egyetlen húrja sokféle hangon tud megszólalni! Ott van az emberi hangszalag vagy a hegedű egyik húrja. Hát akkor talán elképzelhető olyan atóm is, amely egyedül is tud különböző színű sugarakat kibocsátani. Éppen ilyenről akarunk megemlékezni, de előbb még megemlítjük a rezgő elektronokból álló fényforrásnak egy másik elvi hibáját. A rezgő elektront föltevésünk szerint olyan erő köti egyensúlyi helyzetéhez, amely folyvást nagyobbodik, ha az elektron e helyzettől távolodik. Hiszen ezt tapasztaljuk minden rugalmas erő hatására történő rezgés közben. Azonban a rezgő elektrorra ható erő nem lehet más fajta, mint elektromos vonzóerő. De ez meg pontszerű töltések között a távolsággal négyzetes arányban csökken, nemhogy nőne. Már pedig RUTHERFORD angol fizikusnak az alfa-sugarak irányváltozására vonatkozó kísérletei alapján föltehető, hogy a pozitív töltés az anyag belsejében egészen kicsiny, pontszerű térfogatokban van összesűrítve, melyek körülbelül $\frac{1}{10^{12}} - \frac{1}{10^{13}}$ cm sugárú gömb térfogatával egyeznek

meg;* sőt minthogy a kísérletek azt mutatták, hogy a pozitív töltés az atóm anyagi részével elválaszthatatlanul össze van kapcsolva, föltették, hogy az atóm közönséges anyagi része is ilyen pontszerű. Mindebből az a tanulság, hogy az elektron a pontszerű pozitív töltésű részecske környezetében az elektromos vonzóerő hatása alatt rugalmas rezgést nem végezhet. Ellenben végezhet olyan mozgást, amely a természetben jól ismert: keringhet körülötte; ugyanis a naphoz bolygóit ugyan-

* RUTHERFORD és tanítványai megfigyelték, hogy az alfa-sugarak néha feltűnően megváltoztatják irányukat, miközben nagyon vékony fémlemezeken haladnak keresztül. Olyan az egész jelenség, mintha a pozitív töltésű alfa-részecskék valamilyen nagy oldallökést kapnának a fémhártya atómjai között. Ezt a jelenséget meg lehet magyarázni a fenti föltevással, mert az ilyen kis térfogatú pozitív testecskék az alfa-részecskékre nagy taszító erőt fejtenek ki, ha közelükbe jutnak.

csak a távolsággal négyzetes arányban fogyó erő köti és körülötte a bolygók rendre keringenek (nem rezegnek).

RUTHERFORDnak támadt az a gondolata, hogy legtermészetesebb dolog a kis világot a nagy világhoz hasonlónak tartani: minden atómot egy kis naprendszernek tekinteni, melynek napja az atómnak pozitív töltésű anyagi része: az atómmag, bolygói pedig az elektronok.* A Rutherford-féle kísérletekből az is következett, hogy az atómmagnak annyi pozitív elektronnal egyenlő töltést kell tulajdonítani, ahányadik helyet foglalja el az elem a periódikus rendszerben. Ennek kapcsán meg természetesnek látszott az a föltevés, hogy ugyanennyi negatív bolygó-elektron kering a mag körül kör- vagy ellipszispályán, hiszen ez esetben az atóm méreteihez képest nagy távolságban elektromos szempontból közömbösen viselkedik, amit elvárhatunk tőle. Föltevésünk szerint legegyszerűbb a hidrogénatóm: ugyanis magjának egyetlen pozitív elektronnyi töltése van és egyetlen negatív elektron kering körülötte. A héliumgáz atómmagjának két pozitív elektronnal egyenlő töltése van és körülötte két elektron kering. Az uránnak ellenben már 92 elektronja van! Vajjon van-e valami előírás az elektronpályák elhelyezkedésére és méreteire vonatkozólag? Erre egyelőre semmi korlátozást nem szabhatunk. Sőt ellenkezőleg, egyelőre föltesszük, hogy ezek bármilyenek lehetnek, folytonosan változhatnak.

És mekkora lesz a kibocsátott sugárzás rezgésszáma? Azt lehetne felelni e kérdésre, hogy az elektron keringési számával lesz egyenlő. Így azután egy nagy rendszámú, elektronokban gazdag elem egyszerre sokféle színeképvonalat tudna magából kibocsátani, mert föltehetjük, hogy az elektronok keringési száma különböző még egy és ugyanazon atóm kötelékében is, hiszen az elektronok különböző méretű pályákon keringhetnek.** Ez nagyon szép volna így, ha így lehetne. A baj azonban ott van, hogy a kisugárzás közben megváltozik a keringő elektron energiája, vele együtt pályájának nagysága, keringési száma, mindene. Tehát állandóan változik a kisugárzott fény rezgésszáma (színe) is, vagyis a bolygórendszerű atóm — első pillanatra — nem képes egy meghatározott színképvonalat kibocsátani; sugárzásának színe folytonos,

* L. *Erdey-Grúz* Tibor: Az atómokról és az anyag szerkezetéről, Kis Akadémia könyvt. 1930.

** Rugalmas rezgéskor ellenben a rezgésszám független a rezgés tágaságától (amplitudójától).

még ha egyetlen elektronja van is. Már-már azt gondoljuk, hogy kár volt hűtlennek lenni a rezgő elektronhoz! De nincs okunk sajnálkozásra: egy mentőgondolat segít. Ezt a mentőgondolatot PLANCK eszméi nyomán BOHR dán fizikus adta a világnak (1913). E gondolat szerint *a bolygó elektronok nem sugároznak mindig, folytonosan, hanem csak bizonyos időközökben, pillanatnyilag, de ekkor egynemű sugárzást lövellnek ki*. Ez a jelentéktelennek látszó mondat egyúttal szakítás a természeti jelenségek folytonosságának évszázados hagyományával, de a szakítás csak az atomok világára vonatkozik és ezért föltevés-szerű. Annyi azonban bizonyos, hogy a gondolat nagyszerűen beleillik a Röntgen-sugarak körébe: hiszen azzal kezdtük, hogy a nagysebességű elektron belevágódik az antikatódba és hirtelen egy adag Röntgen-sugarat röpít ki a környezetbe.

103. A hidrogén-atom és a kvantumelmélet alapföltevései. De lássuk már most a diszkontinuitás gondolatának igazi tartalmát. Egyszerűség kedvéért gondoljunk a hidrogén-atomra. Említettük, hogy az egynemű sugárzás kibocsátásának akadálya éppen az, hogy az elektron folytonosan sugárzik és e közben folytonosan változtatja pályájának alakját és méreteit; egyúttal energiája is folytonosan változik: bármilyen értéket felvehet. A diszkontinuitás gondolata éppen ez elé állított korlátokat. Ugyanis BOHR föltette, hogy ez nem így van, hanem az elektron csak bizonyos megszabott méretű (előírt) pályákon keringhet és egyúttal energiája is csak bizonyos pontosan meghatározott értékeket vehet föl. Olyanok ezek az energia-értékek, mint a lépcsőfokok: az elektron csak valamelyik lépcsőfokon lehet, de közben nem; egyik lépcsőfokról a másikra csak hirtelen energiafölvétel vagy kiadás útján juthat át.

Az energia alapértékei. Eleinte különböző részleges föltevések alapján határozták meg a kérdéses energia-értékeket. Az utóbbi időkben PLANCK, BOHR és DE BROGLIE L. alapvető gondolatai nyomán SCHRÖDINGER talált egy olyan nevezetes egyenletet, amelyből általánosabb érvényű eljárással ki lehet számítani a keringő elektron lehetséges energia-értékeit: az *alapértékeket*. A hidrogén-atómban lévő elektron energiájának alapértékei a következők:

$$(55) \quad E_n = - \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \frac{1}{n^2}.$$

E képletben e jelenti az elektron töltését, m az elektron tömegét; h pedig egy nevezetes új állandó, amelyet PLANCK veze-

tett be a fizikába és amely a vázolt új világnézetnek írásbeli jelképe; fizikai jelentéséről majd még megemlékezünk; számértéke: $h=6.55 \times 10^{-27}$ erg. sec; az n pozitív egész szám: 1, 2, 3, ..., tehát zérus nem lehet; ez az alapérték *rendszáma*. Minthogy a jobboldali első törtben csupa állandó mennyiség szerepel, ezt egyetlen állandónak tekintjük és egy betűvel jelöljük:

$$\frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} = R'. \quad (56)$$

Igy azután

$$E_n = -\frac{R'}{n^2}. \quad (57)$$

Ha az n növekszik, E_n értéke a zérus felé tart, tehát folyton nagyobbodik, hiszen negatív mennyiségről van szó. Most még csak éppen a negatív előjel kelt egy kis aggodalmat. Ezt mindjárt eloszlatjuk. Az egész energia ugyanis az elektron helyzeti és mozgási energiájának összege, minthogy az atómmagot nyugvónak gondoljuk.* A helyzeti energia jelenti azt a munkát, amelyet az elektromos erő végez, miközben az elektront egy bizonyos helyzetéből igen nagy (végtelen) távolságra visszük. E nagy távolság végpontja az úgynevezett véghelyzet. Minthogy itt tulajdonképpen vonzásról van szó, eközben az elektromos erő negatív munkát végez. Tehát a helyzeti energia pusztán azért negatív, mert a véghelyzetnek a nagyon távoli helyet választottuk. A mozgási energia természetesen pozitív. A kettő összege negatív lesz, mert a helyzeti energia előjel nélküli értéke általában nagyobb, mint a mozgási energia. Ha a helyzeti energia szempontjából véghelyzetnek például az atómmaghoz közeli helyet választanánk, akkor a helyzeti energia is, meg az egész energia is pozitív lenne. De ez a negatív előjel ne aggasszon bennünket, mert később úgyis csak az alapenergiák különbsége fordul elő, csak az érdekel bennünket, hogy mekkora az elektron energiájának változása előjel nélkül.

[A híres Schrödinger-féle egyenlet, melyből az energia alapértékei kiszámíthatók, a hidrogén-atóm esetében a következő alakú:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0. \quad (57a)$$

Ebben az egyenletben a ψ az xyz térbeli koordináták függvénye; az m , h és e állandók jelentése az előbbi, E az energia alapértékeit (E_n), a

* Figyelmen kívül hagyjuk az atómmag és az elektron tömegének energia-egyenértékét, amelyet a relativitás elmélete megkíván (l. 364. old.).

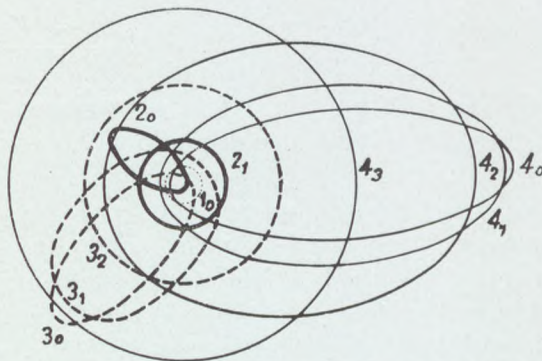
$-\frac{e^2}{r}$ pedig a keringő elektron helyzeti energiáját jelenti; az r (a keringő elektronnak a magtól való távolsága) kifejezhető az xyz koordinátákkal is. Az ilyen egyenletet másodrendű és elsőfokú parciális differenciál-egyenletnek nevezik, mert a függvény másodrendű parciális differenciálhányadosai fordulnak elő benne, de első fokon.

Az egyenlet megoldása abban áll, hogy meg kell keresni azokat a $\psi(xyz)$ függvényeket és E számértékeket, amelyek az egyenletet kielégítik. A megoldás szempontjából a ψ függvénnyel szemben egy nagyon általános érvényű követelést támasztunk: ez az egész térben folytonosan változó függvény legyen, vagyis értékében ne legyen hirtelen ugrás; még a változók végtelen nagy értéke mellett sem válhat végtelen nagygyá; ezenfelül még azt is kívánjuk a ψ függvénytől, hogy egyértékű függvény legyen: vagyis minden xyz koordinata-hármashoz a függvénynek csak egyetlen egy értéke tartozzék. (Nem ilyen függvény a \sqrt{x} , mert például $\sqrt{4} = +2$ vagy -2 , tehát az x egy értékéhez a függvénynek két értéke tartozik.) Igen fontos dolog, hogy ilyen ψ függvény nincs mindig, ha E -nek egy tetszőszerinti értéket adunk. Az egyenlet megoldásának éppen az a fordulópontja, hogy megkeresendők azok a kiváltáságos E energiaértékek, amelyeknek esetében találhatunk az előbbi követelményeknek megfelelő ψ függvényt; az már csak másodrendű kérdés, hogy milyen ennek az algebrai kifejezése. A számítások azt mutatják, hogy éppen a (55) alatti E_n energiaértékek esetében van ilyen megoldás. Éppen ez volt a meglepő és egyben lebilincselő: ugyanis ezeket Bohr régebben — Planck nyomdokain haladva — részleges föltevések alapján határozta meg s most ez a differenciálegyenlet egyetemes módszert szolgáltat erre. A ψ függvény maga már kevésbé érdekel bennünket. Ennek fizikai jelentésére különböző nézetek vannak, de ezek nem alapozzák meg azt a követelést, amelyet vele szemben támasztunk. Bizonyos hullámokkal hozzák kapcsolatba, melyeket a keringő elektronhoz hozzárendelnek, éppen ezért *hullámfüggvény*nek is nevezik (bár az elnevezés szigorúbban véve többet jelent) és az elméleti fizikának a fenti differenciálegyenlethez kapcsolódó fejezetét *hullámmechanikának* is hívják. Az atómfizika kérdéseiben nagyjelentőségű ez a differenciálegyenlet. A különböző problémák esetében különböző a helyzeti energia kifejezése, melyet az egyenletbe kell beírni. L. *Ortway* Rudolf: Bevezetés a kvantum-mechanikába, 1931.]

Most még azt szeretnénk tudni, hogy milyenek azok az ellipszispályák, amelyek az energia alapértékeihez tartoznak. Pontosan ki lehet számítani ezeknek az ellipsziseknek a méreteit. A legkisebb energiájú pálya ($n=1$), a legbelső ellipszis tulajdonképpen olyan, amelynek két gyújtópontja összeesik: vagyis kör. E kör sugara $0.532 \cdot 10^{-8}$ cm, tehát nagyobb fél Ångströmnél. Az elektron keringési sebessége pedig e pályán majdnem tizedrésze a fény terjedési sebességének. A nagyobb pályák csoportjában körök és ellipszisek váltakoznak egymással (240. kép). Az energia második alapértékéhez ($n=2$) már egy kör és egy ellipszis tartozik: a kettő közül bármelyiken

kering is az elektron, energiája ugyanakkora. A kört és ellipszist egyaránt másodrendű pályának tekintjük, de az előbbi 2_1 -gyel, az utóbbit pedig 2_0 -val jelöljük. A nagy 2-s szám a pálya *rendszáma*, a mellette álló kicsiny szám a pálya *indexe*. Ugyanígy különböztetjük meg egymástól az energia nagyobb alapértékeihez tartozó pályákat is: mindegyik csoportban van egy kör, amelyhez mindinkább elnyúló ellipszisek csatlakoznak. Fontos, hogy az egy-egy csoportba tartozó pályákon — most egyelőre — megegyezőnek tekintjük az energia értékét. Föltehetjük, hogy e pályák nem ugyanabban a síkban fekszenek, hanem térben helyezkednek el.

A fény kisugárzása. Rezgésszám-föltevés. Lássuk most, hogy az e körlátok közé szorított hidrogénatómmal számot tudunk-e adni a sugárzás tapasztalati jelenségeiről. Egyelőre nem is Röntgen-sugárzásra gondolunk, hanem csak fényre, melyet az elektromos árammal gerjesztett hidrogén-atomok bocsátanak ki. BOHR — PLANCK szellemében — azt tette föl, hogy az energia alapértékeihez tartozó pályákon az elektron sugárzás nélkül kering: ezek az elektron pihenőpályái. Ez az egyszerű mondat hadat üzen a sugárzás keletkezésére vonatkozó klasszikus felfogásnak (129. old.). Ugyanis az ellipszisen keringő elektronnak nem állandó a sebessége, hanem ennek nagysága és iránya egyaránt változik: állandóan van gyorsulása, tehát állandóan kellene sugároznia is. Azonban a föltevés ezt megtiltja. Mikor sugárzik hát az elektron? Akkor, ha egy külső (nagyobb rendszámú és energiájú) pályáról egy belsőre jut át. E jelenség részleteiről semmit sem mondhatunk, csak annyit, hogy igen rövid idő alatt, pillanatnyilag játszódik le s vele együtt a kisugárzás is csak egy pillanatig tart. Az atom robbanásszerűen kilöki a térbe a sugárzó energiát. Azonban a kisugárzott fény rezgésszáma nem lesz egyenlő az elektronnak másodpercenkénti keringési számával — mint



240. kép. A hidrogén-atóm elektronjának lehetséges pályái.

azt várnánk — akár a kezdeti, akár a végpályát vesszük is tekintetbe, hanem a kisugárzott fény színét új föltevés alapján határozzuk meg. BOHR szerint az elektron áthelyeződése közben felszabaduló energiát el kell osztani a h állandóval és megkapjuk a kisugárzott egynemű fény rezgésszámát. Legyen a nagyobb rendszámú pályán energiája E_m , a kisebb rendszámú pályán E_n . A felszabaduló energia $E_m - E_n$. Ez mindenesetre pozitív, bár mindegyik E negatív mennyiség. BOHR szerint ezt a felszabaduló energiát kell elosztani a h -val. Tehát a kisugárzott fény rezgésszáma :

$$(58) \quad \nu = \frac{E_m - E_n}{h}.$$

Ez a híres Bohr-féle *rezgésszám-föltevés* (szaporasági föltevés), amelyet megalapozni nehéz dolog, talán nem is lehet. Íme itt van az alapvető gondolat, amely idegenszerű ugyan, de megmentette a bolygórendszerű atómot: *a sugárzás rezgésszámát úgy kapjuk meg, hogy az atóm energiájában beálló fogyást elosztjuk a h állandóval*. Minél nagyobb a felszabaduló energia, annál nagyobb lesz a rezgésszám és viszont annál kisebb lesz a hullámhosszúság. Így tehát ibolya fény kisugárzásához nagyobb energiakülönbségre van szükség, mint vörös fény kibocsátásához. Még nagyobb energiának kell felszabadulni a Röntgen-fény kisugárzása közben. A rezgésszám-föltevést ilyen alakban is írhatjuk :

$$(59) \quad E_m - E_n = h\nu.$$

Ez az egyenlet meg azt mondja, hogy a kisugárzott fény-energiát úgy kapjuk meg, hogy a rezgésszámát megszorozzuk a h állandóval. Ezt a $h\nu$ -energiamennyiséget, amelyet az atóm egy-egy alkalommal kisugároz, nevezik *energiakvantumnak*, vagy *energiaadagnak* (ZEMPLÉN Győző); az egész elméletet pedig, mely ezekkel az energiakvantumokkal foglalkozik, *kvantumelméletnek*.*

De ismeretes az is, hogy a hidrogén színekének ibolyántúli szakaszában folytonos részlet is van, nemcsak színekpi vonalak.** Erről is számot adhatunk az előbbi gondolatmenet alapján. Ha valamilyen kóbor elektron, melynek energiája egészen tetszésszerű, energiakiadás útján egyik előírt pályára

* L. Jeans : A világegyetem ; ford. dr. Perczel György, átnézte dr. Tass Antal, 128. old., T. T. Társ. 1933.

** Bay Zoltán és Steiner L. szerkesztettek is olyan kisülési csövet, amely feltűnő erősen sugározza ki ezt a folytonos színekpi szakaszt.

rájut, a felszabaduló energia szintén tetszésszerűen lehet s így a kisugárzott fény rezgésszáma is. A mag mellett hiperbolapályán (üstökös módjára) elsurranó elektronok is felelőssé tehetők a folytonos színekprézis kisugárzásáért. Érdekes, hogy ezeknek összes energiája már pozitív.

Sugárelnyelés. Meg kell emlékeznünk a sugárelnyelésről is. E tekintetben nagy nehézségekkel találkozunk, amelyek a sugárzás terjedésére vonatkozó nézeteinket megváltoztatták. Ugyanis a *hullámföltevés* szerint a sugárzó forrásból egy bizonyos idő alatt kiszabadult energia a sugárzás terjedése közben mind nagyobb és nagyobb térfogatot foglal el. Tulajdonképpen egy bizonyos gömbhéjat tölt meg ez a sugárzó energia, melynek mindkét sugara rohamosan nő a sugárzás terjedése közben, de vastagsága változatlan marad, hiszen úgy a belső, mint a külső gömb sugara ugyanakkora idő alatt ugyanannyival nő. Végeredményben a gömbhéj térfogata mindig nagyobb lesz, tehát a sugárzó energia, amely a fényforrás közelében egy bizonyos térfogatban van, később a fényforrástól nagyobb távolságban sokkal nagyobb térfogatban oszlik szét. A fényforrástól messze, egy köbcentiméternyi térfogatba eső energia sokkal kisebb lesz, mint a fényforrás közelében: a sugárzás hígul. Ha pillanatnyilag $h\nu$ mennyiségű sugárzó energiát lövell ki magából az atom, akkor méreteihez képest nagy távolságban egy kicsiny (pl. az atom méreteinek megfelelő) térfogatba a $h\nu$ -nek csak csekély törtrésze esik.

Ez a körülmény a folytonossági világnézet szerint a sugárelnyelés kérdésében nem okozott semmi nehézséget. Hiszen a rezgő elektron vagy akár a keringő elektron is folytonosan változtathatta energiáját és így akármilyen kicsiny sugárzó energiát elnyelhetett, amely ráesett. Például folytonosan nagyobbodott a rezgés tágassága, ha az elektron vonal mentén rezgett. Ez azonban már nem lehetséges a nem folytonossági világnézet: a *kvantumelmélet* szerint. Ha ugyanis az egész új atómföltevés helyes, akkor az atom a ráeső sugárzásból csak annyit fogadhat el, amennyi energiáját egy nagyobb alapértékre növeli meg, egy magasabb lépcsőfokra emeli föl. Kevesebbet vagy többet, amely két alapérték közé juttatná az atomot, nem fogadhat el. (Persze az lehetséges, hogy az elnyelt energia olyan nagy, hogy egyik elektronjától teljesen megfosztja az atomot.) De ez az adagszerű sugárelnyelés csak úgy mehet végbe, ha az atom (illetőleg a keringő elektron) környezetében pillanatnyilag rendelkezésre áll a szükséges energia,

mert nem ruházhatjuk föl az atómot olyan tehetséggel, hogy egy nagyobb térfogatból beszippanlja a sugárzó energiát. Azonban a fénynek említett hullámszerű terjedése esetén egy olyan kis térfogatban, mint az atómé, rendkívül csekély energia van, amely általában messze elmarad az energia két szomszédos alapértékének különbsége mögött. A fölmerülő nehézség megoldható a *fénykvantumok* föltevésével, amely EINSTEINTŐL származik. E szerint a pillanatnyilag kisugárzott $h\nu$ energiaadag nem terjed szét a tér minden irányában, egy gömbhéj belsejében, hanem egészen kicsiny atómméretű térfogatban összehúzódnak — mint kicsiny energiacsomag — együttmarad, bármilyen messze jut is el a fényforrástól, és csak egy meghatározott irányban mozog a fény terjedési sebességével. E kis térfogatban összehúzott sugárzó energiát nevezik *fénykvantum*-nak vagy *foton*-nak; *fényadagnak* is hívhatjuk. Az az energia, amely előbb a hullámmélet szerint egy gömbhéjban volt folytonosan eloszolva, most a térnek esetleg egészen pontszerű kis részébe esik. De ne gondoljuk, hogy a sugárzás erőssége most nem csökken, ha az észlelési távolság növekszik. Ugyanis a fényforrástól nagyobb távolságban egy négyzetcentiméternyi területre kevesebb ilyen foton esik, mint közelebb. A sörétes puskából is kevesebb sörétszemet kap a meglőtt állat, ha messziről találják el, mint ha közelről éri a lövés (golyószóródás). Szám szerint is meg lehet mondani egy ilyen fotonnak az energiátartalmát, sőt egyesek még az alakjáról és méreteiről is beszélnek. Mi csak az energiájáról ($h\nu$) emlékezünk meg. Ez annál nagyobb, minél nagyobb rezgésszámú sugárzásról van szó, hiszen a h -t ($6.55 \cdot 10^{-27}$ erg sec) szorozni kell a rezgésszámmal, amely a látható színekben $4-8 \cdot 10^{14}$ sec $^{-1}$ között van; a Röntgen-sugarak rezgésszáma ennél még több ezerszer nagyobb. A számítás elvégzése után arra jutunk, hogy a vörös fény egy fotonjának energiája körülbelül az erg billiomodrészének háromszorosa. (Az erg körülbelül azt a munkát jelenti, amelyet végzünk, miközben egy milligrammot egy cm-rel följebb emelünk.) A Röntgen-sugarakban tovarepülő foton energiája ennél több ezerszer nagyobb; például az 1 Å-ös sugárzás fotonja körülbelül $2 \cdot 10^{-8}$ erg, vagyis az erg százmilliomod részének kétszerese; az előbbinek körülbelül hét-ezerszerese. E föltevés esetén az elektron pillanatnyilag megszerezheti magának egy foton energiáját és külső pályára jut.

Még jobban megindokolja ezt a föltevést a *fénynek elektromos* hatása. Ez abban áll, hogy a fémekből elektronok

repülnek ki a szabadba, ha látható vagy ibolyántúli fény vagy még inkább Röntgen-sugár esik rájuk. Később részletesen foglalkozunk majd e jelenséggel, most csak annyit mondunk, hogy a fémből kiváló elektronok mozgási energiája a legkedvezőbb esetben éppen $h\nu$ -vel egyenlő, ha ν a beeső fény rezgésszáma. Ez a jelenség is megmagyarázható ama föltevés alapján, hogy a sugárzó energia fotonokban van összesűrítve, amelyeket a kirepülő elektronok pillanatnyilag megszerezhetnek maguknak. A hullámszerű terjedés szerint azonban egyes esetekben órákra, sőt napokra lenne szükség, hogy a kellő energia az elektronra jusson. Fontos dolog, hogy a fényadag nem a közönséges értelemben vett anyagi részecske, hanem csak összesűrített sugárzó energia. Tehát nem a fény régi anyagi elméletének feltámadásáról van szó.

Hullámmechanikai felfogásmód.* Nehéz feladat a fénykvantumok és a fényhullámok összeegyeztetése. Hiszen a fénykvantum azt kívánja, hogy a sugárzó energia kicsiny térfogatban együtt maradjon a sugárzás terjedése közben, míg a fényhullámok szerint mind nagyobb és nagyobb térfogatban oszlik szét. A kényes helyzetből bizonyos fokig kivezet bennünket DE BROGLIE L. gondolata. E szerint nincsen értelme annak a kérdésnek, hogy a sugárzás hullám-e vagy kvantumszerű-e. Külön-külön egyik sem, hanem mindkettő. A sugárzásnak két oldala van: a kvantumszerű oldalát akkor mutatja, mikor energiabeli vonatkozásokról van szó, hullámszerű oldalát pedig akkor, amikor szín, rezgésszámbeli jelenségekkel találkozunk. Sőt DE BROGLIE még tovább ment: a mozgó elektronhoz vagy általánosabban a mozgó anyagi ponthoz is hullámot rendelt hozzá. Talán nem is pusztán hozzárendelésről van szó. Ugyanis a kísérletekből kiderült, hogy nemcsak a sugárzás, hanem néha az anyag is hullámjellegűt ölt: közönséges elhajlási jelenséget mutat (elektron és molekula-sugarakkal végeztek ilyen kísérleteket). Viszont máskor meg a hullám viselkedik úgy, mintha anyagi jellege volna: fénykvantumok.

Ebbe a gondolatkörbe tartozik a kisugárzott fény rezgésszámának Schrödinger-féle értelmezése is. E szerint a hidrogén-atómhoz is hozzá lehet rendelni valamilyen hullámot, amely annak hűséges kísérője. Nem akarunk e hullám részleteivel foglalkozni, csak annyit mondunk róla, hogy rezgésszámát

*Mikola Sándor: A fizika gondolatvilága, 306—313, 1933.

mindig a megfelelő alapenergia határozza meg, mégpedig az n rendszám esetén

$$\nu_n = \frac{E_n}{h}.$$

Egy másik alapenergia esetén

$$\nu_m = \frac{E_m^*}{h}.$$

Ezek olyan óriási rezgésszámok, hogy a nekik megfelelő sugárzást látható fény gyanánt föl nem foghatjuk. Most már vagy azt gondoljuk, hogy gyors egymásutánban követik egymást az atómnak különböző állapotai, vagy azt, hogy több atóm egyidejűleg különböző alapenergiával rendelkezik. A két rezgésszám mindenképen együttesen fejt ki a maga hatását. És vajjon mit észlelünk? Egészen hasonlót, mint mikor két különböző hangvilla egyidejűleg szól, de rezgésszámuk jó messze esik egymástól. Ilyenkor hallunk egy harmadik hangot is, amelynek rezgésszáma a két alaphangénak a különbsége. Hasonlóképpen az atóm két állapotához tartozó rezgésszámok különbsége ($\nu_m - \nu_n$) lesz az észlelhető, kisugárzott fény rezgésszáma. Ha e különbségben a ν_m és ν_n értékét a megfelelő alapenergiával kifejezzük, rájutunk a Bohr-féle rezgésszám-föltevésre. De a gondolatmenetből kiküszöböltünk egyet: az elektronok átjutását (átugrását) egyik pályáról a másikra. Azután meg azt is, hogy vannak olyan időszakok, mikor a keringő elektron nem sugárzik, bár van gyorsulása is. Jóllehet nem tudjuk, hogy a valóságban van-e ilyen átlépés és ha van, miképpen történik, mégis igaz, hogy e föltevésből vont következtetések a tapasztalattal megegyeznek, tehát a föltevésnek jogi alapot kölcsönöznek.

A hidrogén színeképvonalainak rezgésszáma. Fölhasználva már most a hidrogénelektron energiájának alapértékeire nyert képletet (57):

$$E_m - E_n = \frac{R'}{n^2} - \frac{R'}{m^2}.$$

A rezgésszámot úgy kapjuk meg, hogy e különbséget elosztjuk a h állandóval (58):

$$(60) \quad \nu = \frac{R'}{h} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

* Itt az E_m és E_n értékekbe beleérthetjük az atómmag és az elektron tömegének energiaegyenértékét is, hogy a két mennyiség pozitív legyen; ekkor tudniillik a ν is az.

Vezessük be a következő új jelölést:

$$\frac{R'}{h} = R.$$

Ezt nevezik Rydberg-féle állandónak. Számértéke már BOHR föltevése előtt is ismeretes volt, de független állandó gyanánt szerepelt. BOHR kifejezte ezt más fizikai állandókkal és elméletének nagy diadalát jelentette, hogy az új számérték a régivel megegyezett. Mégpedig

$$R = 329,211 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}, \quad (61)$$

ha az előforduló állandóknak ma ismert értékét helyettesítjük be a képletbe. Most tehát a rezgésszám kifejezése így alakul:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (62)$$

Az R számnak a következő jelentése van. Ha a fenti képletben $n = 1$ és m végtelen nagy szám, vagyis a Bohr-féle elgondolás szerint egy elektron igen távoli pályáról jut a legbelsőre, akkor a kisugárzott fény rezgésszáma a lehető legnagyobb lesz és éppen ezzel egyenlő az R . Ez a színeképvonal messze bent van az ibolyántúli színeképrészben, tehát láthatatlan: az úgynevezett Lyman-féle színeképvonal-sorozat határvonala.

Az előbbi R szám a *másodpercenkénti* rezgésszámot jelenti. Ennyi hullám indul ki az atómból egy másodperc alatt. Ha ezek szabadon terjedhetnének a térben, akkor egy másodperc alatt 300,000 kilométer hosszú egyenest lepnének el. (A fény terjedési sebessége.) Tehát az 1 cm-es darabra eső hullámok számát úgy kapjuk meg, hogy az R -t elosztjuk a fénynek cm-ben mért terjedési sebességével. Ezt a számot nevezik *hullámszámnak* (R_λ). Az előbbi határvonal hullámszáma

$$R_\lambda = \frac{R}{c} = \frac{329,211 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}}{3 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}} = 109,737 \text{ cm}^{-1}. \quad (63)$$

Ha valamely színeképvonal rezgésszáma helyett a hullámszámát akarjuk kifejezni, akkor a rezgésszámát osztani kell c -vel. Ugyanis

$$\frac{c}{\lambda} = \nu, \text{ tehát } \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}.$$

De az $\frac{1}{\lambda}$ hányados éppen azt mondja meg, hogy egy cm-ben hányszor van meg a hullámhosszúság: ez pedig a hullámszám.

Ha az előbbi (62) rezgésszám-egyenletünket hullámszámra akarjuk átírni, akkor az egyenlet mindkét oldalát osztani kell c -vel. A bal oldalon persze most $\frac{\nu}{c}$ állna, de e helyett gyakran ν -t írnak, mert az R úgyis mutatja, hogy hullámszámról van szó. Tehát

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Most még csak egy pillanatra álljunk meg. Legyen az $n = 2$ és az $m = 3, 4, 5$. Vagyis az elektronok a külső pályákról mind a második belsőre jussanak át. Ekkor jelennek meg a hidrogén jól ismert színekpi vonalai: a vörös, zöldeskék, ibolya stb. E vonalsorozatot hívják Balmer-féle sorozatnak. A Bohr-féle elgondolás helyességét fényesen igazolta az a körülmény, hogy az (60) képletből kapott rezgésszámok kitűnően meg- egyeztek a mérések eredményével.*

Képletünket mindjárt általánosíthatjuk is. Ugyanis lehetséges, hogy a mag töltése több pozitív elektronnal egyenlő, míg körülötte csak egyetlen negatív elektron kering. Ez az eset úgy állhat elő, hogy valamely nagyobb rendszámú atom összes elektronjait elveszti, csak egyetlenegy marad meg neki. Esetleg több is megmaradhat vagy egy sem. A bizonyos számú elektronjától megfosztott atomot hívják ionozott atómnak. Az ionozás rendszámát mindig az elvesztett elektronok száma szabja meg. Ha az atom rendszáma Z és elrabolják tőle egy híján összes elektronjait, akkor marad egy $(Z-1)$ -szeresen ionozott atom. Ennek magja Z számú pozitív elektronnal egyenlő töltésű, de körülötte csak egyetlen elektron kering. Az ilyen atom által kibocsátott sugárzás hullámszáma az előbbtől csak annyiban különbözik, hogy a Z rendszám négyzete szerepel a képletben. Hogy ennek így kell lenni, azt könnyen beláthatjuk. Ugyanis egyszeres magtöltés alkalmával az energia képletében (294. oldal) e^4 fordul elő. Ez a két töltés szorzatának a négyzete: $(e \cdot e)^2$. Most az egyik töltés Ze , a másik pedig e . A két töltés szorzatának a négyzete: $(Ze \cdot e)^2 = Z^2 e^4$. Mostmár aztán írhatjuk, hogy

$$(64) \quad \nu = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Ennek a képletnek jó hasznát vesszük majd a Röntgen-színek képek értelmezésekor.

* Itt említjük meg, hogy hazánkban a színekpi vonalakra és sávokra vonatkozólag *Pogány Béla*, továbbá *Schmid Rezső* végez becses vizsgálatokat.

104. Az elemek szakaszos (periódikus) rendszere. Eddig majdnem kizárólag csak a hidrogén-atómmal foglalkoztunk. Belőle kiindulva azonban fölépíthetjük az egész periódikus rendszert (25. táblázat). Elemről-elemre haladva mindenekelőtt növeljük a mag súlyát (a tulajdonképeni atómsúlyt) és nagyobbítjuk a magtöltést egy-egy pozitív elektronnal; hasonlóképen szaporítjuk a keringő elektronok számát is mindig egy újjal. Tehát a magtöltés annyi pozitív elektronnal egyenlő, ahány keringő van. Mindkét szám éppen az elem sorszáma (rendszáma). Az új elektronok pályái nem egyetlen síkban, hanem térben elhelyezve gondolhatók és hasonlóak a hidrogén-elektron lehetséges pályáihoz. Csak hasonlóak, mert nem szabad elfelejtenünk, hogy most nemcsak az atómmag és egyetlen körülötte keringő elektronunk van, hanem esetleg 50—60 fogja körül az egyetlen atómmagot, s ezek mind hatást fejtenek ki a kiszemelt elektronra is. Tehát nem várhatjuk, hogy a sorjában belépő elektronok pontosan elfoglalják a hidrogén-elektron lehetséges pályáit. Egy bizonyos rendszámhoz most is több pálya tartozik, amelyeknek mérete és alakja különbözik. Ezeket a rendszám mellé írható indexszel különböztetjük meg egymástól. A meg egyező rendszámhoz (n) tartozó pályákat egy csoportba foglaljuk össze és *burok*nak vagy *héj*nek nevezzük. A rajtuk keringő elektronokról is azt mondjuk, hogy az atómmag körül egy *elektronburkot* alkotnak. A legbelső burokba azok a pályák tartoznak, amelyeknek rendszáma 1: ezek alkotják a *K* burkot. Majd következnek a 2 rendszámú pályák: ezek alkotják az *L* burkot. A 3 rendszámhoz tartozik az *M* burok, stb. A rendszámok és a burkok kapcsolatát a következő kis táblázat mutatja:

Rendszám (n)	1	2	3	4	5	6
Burok.....		<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>O</i>	<i>P</i>

Az egyes burkokba tartozó pályák általában több alcsoportba sorozhatók (lásd a hidrogén-elektron pályáit), kivéve a *K* burkot, amelyben csak egy csoport van. Az *L* burok pályái két, az *M* buroké három alcsoportba oszthatók stb., sőt látni fogjuk, hogy ez alcsoportok száma még növekszik. Sejthetjük, hogy a burkok elnevezése közeli kapcsolatban áll a megfelelő Röntgen-színképvonalak csoportjával.

Az egyes burkokba eső összes elektronok számát és a burkokba tartozó pályákon való eloszlását a *Pauli-féle elv* szabja meg. Ez az elv számokban fejezi ki a következő igen

26. táblázat.

Az elemek periódikus rendszere.

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	1 H 1-008							2 He 4-00
2	3 Li 6-94	4 Be 9-01	5 B 10-82	6 C 12-00	7 N 14-008	8 O 16-000	9 F 19-00	10 Ne 20-2
3	11 Na 23-00	12 Mg 24-32	13 Al 27-1	14 Si 28-06	15 P 31-04	16 S 32-06	17 Cl 35-46	18 Ar 39-88
4	19 K 39-10 29 Cu 63-57	20 Ca 40-07 30 Zn 65-37	21 Sc 45-1 31 Ga 69-72	22 Ti 47-9 32 Ge 72-5	23 V 51-0 33 As 74-96	24 Cr 52-0 34 Se 79-2	25 Mn 54-93 35 Br 79-92	26 Fe 27 Co 28 Ni 55-84 58-97 58-68 36 Kr 82-9
5	37 Rb 85-45 47 Ag 107-88	38 Sr 87-63 48 Cd 112-4	39 Y 88-9 49 In 114-8	40 Zr 91-2 50 Sn 118-7	41 Nb 93-5 51 Sb 121-8	42 Mo 96-0 52 Te 127-5	43 Ma 53 J 126-92	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101-7 102-9 106-7 54 X 130-2
6	55 Cs 132-8 79 Au 197-2	56 Ba 137-4 80 Hg 200-6	57 La 138-9 81 Tl 204-4	R. f. 72 Hf 179 82 Pb 207-2	73 Ta 181-5 83 Bi 209-0	74 W 184-0 84 Po 210-0	75 Re 186-3	76 Os 77 Ir 78 Pt 190-9 191-1 195-2 86 Em 222-0
7	87	88 Ra 226-0	89 Ac 226	90 Th 232-1	91 Pa 230	92 U 238-2		

Ritka-földek
fémei

58 Ce 140-2	59 Pr 140-9	60 Nd 144-3	61	62 Sm 150-4	63 Eu 152-0	64 Gd 157-3
65 Tb 159-2	66 Dy 162-5	67 Ho 163-5	68 Er 167-7	69 Tm 169-4	70 Yb 173-5	71 Cp 175-0

Az 57. és 72. számú
elemek közé iktatandó.

Az elemek jele előtt áll a rendszám, alatta az atomszám.

természetesnek látszó föltevést. Valamint egy családnak nincs két teljesen egyforma tagja (legfeljebb csak hasonló), úgy egy atom kötelékében sincsen két olyan elektron, amelyekre nézve a *pálya nagysága, alakja, térbeli elhelyezése és az elektron forgási tengelyének iránya megegyező volna*.* Az utóbbi négy adat mindegyike tulajdonképen egy-egy számmal jellemezhető, amelyet *kvantumszámnak* nevezünk.** A pálya nagyságára nézve jellemző a rendszám (főkvantumszám : n), alakjára pedig az index (mellékvantumszám : l); a térbeli elhelyezkedést külön kvantumszám szabja meg (mágneses kvantumszám : m_l), úgyszintén a forgási tengely irányát is : ez utóbbinak értéke csak $+\frac{1}{2}$ vagy $-\frac{1}{2}$ lehet (forgási vagy örvény-kvantumszám : m_s). A Pauli-féle elv úgy is kifejezhető, hogy egy atom kötelékében nincs két olyan elektron, amelyeknek mind a négy kvantumszáma egyenlő. Ez az elv az elektronoknak régebbi elosztási módjaiból szűrődött le, amelyek az elemek kémiai és fizikai tulajdonságain nyugodtak.

Ha ismeretes az elektronok száma, akkor az elv alapján föl lehet osztani ezeket a különböző burkok között, sőt az egyes burkokba tartozó pályák között is. Csak az eredményt említjük, mert nem óhajtunk a kvantumszámok lehetséges értékeivel és jelentésével részletesebben foglalkozni. Az alábbi kis táblázatból látható, hogy a Pauli-féle elv alapján hány elektron eshetik egy-egy burokba és hány az alcsoportokba.

K	burok :	$2.1^2 = 2$	
L	„	$2.2^2 = 8$	$= 2 + 6$
M	„	$2.3^2 = 18$	$= 2 + 6 + 10$
N	„	$2.4^2 = 32$	$= 2 + 6 + 10 + 14$

.....

Érdekes, hogy egy-egy burokban az összes elektronok számát úgy kapjuk meg, hogy 2-vel megszorozzuk a burok rendszámának négyzetét ($2 \cdot n^2$). Meglepő, hogy ezek a számok éppen a periódikus rendszer egy-egy szakaszába eső elemek számával egyenlők. A jobboldali számok azt mutatják, hogy az egyes alcsoportokba eső pályákat hány elektron szállja meg.

A 26. táblázat tájékoztat bennünket a periódikus rendszer tagjainak belső szerkezetéről.

A K burok a hidrogénatomban kezd kifejlődni és be is fejeződik a héliumatom második elektronjával. Az L burok

* Ugyanis van olyan föltevés is, amely szerint az elektron nemcsak kering a mag körül, hanem közben forog is egy tengely körül, akárcsak a föld a nap körül való keringése közben (l. 327. oldal).

** ORTVAY RUDOLF : Magyar Chemiai Folyóirat, 1929.

26. táblázat. Az elektronok

Röntgens nívó:	KI	LI	LII,III	MI	MII,III	MIV,V	NI	NI,II,III	NIIV,V	NIIV,VII	OI	OII,III	OIV,V	PI	PII,III	PIV,V	QI
1 H	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2 He	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
3 Li	2	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
4 Be	2	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
5 B	2	2	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6 C	2	2	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7 N	2	2	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
8 O	2	2	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9 F	2	2	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
10 Ne	2	2	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11 Na	2	2	6	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12 Mg	2	2	6	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13 Al	2	2	6	2	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
14 Si	2	2	6	2	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
15 P	2	2	6	2	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
16 S	2	2	6	2	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17 Cl	2	2	6	2	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
18 A	2	2	6	2	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
19 K	2	2	6	2	6	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
20 Ca	2	2	6	2	6	—	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
21 Sc	2	2	6	2	6	1	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
22 Ti	2	2	6	2	6	2	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
23 V	2	2	6	2	6	3	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
24 Cr	2	2	6	2	6	5	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
25 Mn	2	2	6	2	6	5	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
26 Fe	2	2	6	2	6	6	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27 Co	2	2	6	2	6	7	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
28 Ni	2	2	6	2	6	8	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
29 Cu	2	2	6	2	6	10	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30 Zn	2	2	6	2	6	10	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
31 Ga	2	2	6	2	6	10	2	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—
32 Ge	2	2	6	2	6	10	2	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—
33 As	2	2	6	2	6	10	2	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
34 Se	2	2	6	2	6	10	2	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—
35 Br	2	2	6	2	6	10	2	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—
36 Kr	2	2	6	2	6	10	2	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—
37 Rb	2	2	6	2	6	10	2	6	—	—	1	—	—	—	—	—	—
38 Sr	2	2	6	2	6	10	2	6	—	—	2	—	—	—	—	—	—
39 Y	2	2	6	2	6	10	2	6	1	—	2	—	—	—	—	—	—
40 Zr	2	2	6	2	6	10	2	6	2	—	2	—	—	—	—	—	—
41 Nb	2	2	6	2	6	10	2	6	4	—	1	—	—	—	—	—	—
42 Mo	2	2	6	2	6	10	2	6	5	—	1	—	—	—	—	—	—
43 Ma	2	2	6	2	6	10	2	6	6	—	1	—	—	—	—	—	—
44 Ru	2	2	6	2	6	10	2	6	7	—	1	—	—	—	—	—	—
45 Rh	2	2	6	2	6	10	2	6	8	—	1	—	—	—	—	—	—
46 Pd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	—	—	—	—	—	—	—	—
47 Ag	2	2	6	2	6	10	2	6	10	—	1	—	—	—	—	—	—
48 Cd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	—	2	—	—	—	—	—	—

eloszlása az atómburkokban.

Röntgen- nívó:	<i>K</i> _I	<i>L</i> _I <i>L</i> _{II,III}	<i>M</i> _I <i>M</i> _{II,III} <i>M</i> _{IV,V}	<i>N</i> _I <i>N</i> _{II,III} <i>N</i> _{IV,V} <i>N</i> _{VI,VII}	<i>O</i> _I <i>O</i> _{II,III} <i>O</i> _{IV,V}	<i>P</i> _I <i>P</i> _{II,III} <i>P</i> _{IV,V}	<i>Q</i> _I
49 In	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 1 —	— — —	—
50 Sn	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 2 —	— — —	—
51 Sb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 3 —	— — —	—
52 Te	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 4 —	— — —	—
53 I	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 5 —	— — —	—
54 Xe	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 —	— — —	—
55 Cs	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 —	1 — —	—
56 Ba	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 —	2 — —	—
57 La	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 1	2 — —	—
58 Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 1	2 6 1	2 — —	—
59 Pr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 2	2 6 1	2 — —	—
60 Nd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 3	2 6 1	2 — —	—
61 —	2	2 6	2 6 10	2 6 10 4	2 6 1	2 — —	—
62 Sa	2	2 6	2 6 10	2 6 10 5	2 6 1	2 — —	—
63 Eu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 6	2 6 1	2 — —	—
64 Gd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6 1	2 — —	—
65 Tb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 8	2 6 1	2 — —	—
66 Ds	2	2 6	2 6 10	2 6 10 9	2 6 1	2 — —	—
67 Ho	2	2 6	2 6 10	2 6 10 10	2 6 1	2 — —	—
68 Er	2	2 6	2 6 10	2 6 10 11	2 6 1	2 — —	—
69 Tu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 12	2 6 1	2 — —	—
70 Yb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 13	2 6 1	2 — —	—
71 Cp	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 1	2 — —	—
72 Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 2	2 — —	—
73 Ta	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 3	2 — —	—
74 W	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 4	2 — —	—
75 Re	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 5	2 — —	—
76 Os	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 6	1 — —	—
77 Ir	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 7	2 — —	—
78 Pt	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 8	1 — —	—
	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 9	1 — —	—
					2 6 10	— — —	—
79 Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	1 — —	—
80 Hg	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 — —	—
81 Tl	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 1 —	—
82 Pb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 2 —	—
83 Bi	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 3 —	—
84 Po	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 4 —	—
85 —	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 5 —	—
86 Em	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 —	—
87 —	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 —	1
88 Ra	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 —	2
89 Ac	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 1	2
90 Th	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 2	2
91 Pa	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 3	2
92 U	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 4	2

a lithiumatómban kezdődik, mégpedig egy hosszúra nyúlt lapos ellipszissel és bezáródik a neonban. Általában véve az alkáli-fémekben mindig egy új burok kezdődik, mely részben bezáródik egy nemes gázban. A platina atómjában ki van fejlődve a *K*, *L*, *M*, *N* burok, eléggé kialakult az *O* burok és kezoódik a *P* burok; a *K* burokban persze csak két elektron van, az *L*-ben már 8 stb. Hasonló a wolfram atómjának szerkezete is.

Bármilyen bonyolult legyen is egy atóm alkata, a sugárzás kibocsátására és elnyelésére vonatkozólag a korábbi föltevéseink maradnak érvényben. Ha az atóm energiája fogy, amit úgy képzelhetünk el, hogy egy elektron nagyobb rendszámú külső pályáról kisebb rendszámú belsőre jut, akkor az atóm sugárzást bocsát ki. Az ellenkező esetben pedig sugárzást nyel el.

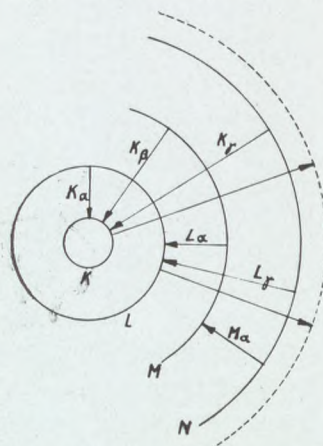
Most az a feladatunk, hogy ezt a Bohr-féle atómmintát szem előtt tartva magyarázatát adjuk mindama tapasztalati törvényeknek, amelyeket a Röntgen-színképek körében megismertünk. Ha mindez sikerül, akkor egyúttal erősödik hitünk az atómminta helyességében is.

105. **A Röntgen-színképvonalak keletkezése.** Ama kép alapján, amelyet az atómról alkottunk magunknak, azt kell mondanunk, hogy a Röntgen-színképvonalak keletkezésekor az atóm energiakészlete csökken: bizonyos elektronok külső pályáról belsőre jutnak át. Mivel azt is fölítettük, hogy a sugárzás rezgésszáma arányos az atóm energiájának fogyásával, következtetjük, hogy a Röntgen-sugárzás alkalmával az atóm energiakészletében jelentősebb változások állnak be, mint fénysugárzásakor. Hiszen a Röntgen-sugarak rezgésszáma általában véve sokkal nagyobb, mint a fénysugaraké. Már ebből is gondolhatjuk, hogy a Röntgen-sugarak születési helye az atómmag környezete. Ugyanis itt várhatunk nagyobb energiaváltozásokat, mert itt a szomszédos belső pályák energiakülönbsége jóval nagyobb, mint a külső pályáké. Ezenkívül támogatja még e föltevésünket az is, hogy az ötvözetek és vegyületek Röntgen-színképe egyszerűen összeadódik az alkatrészek színképéből. Ez csak úgy érthető meg, hogy a Röntgen-színképek nem a kémiai vegyülésben szerepet vivő külső elektronok körében, hanem belső védettebb burkokban keletkeznek. Főképen a *K*, *L*, *M* elektronburkok a Röntgen-sugarak születési helyei, a többiek ritkábban. E burkok vázlatos képe látható a 241. rajzon, a színkép-

vonalak keletkezési módjával együtt. Egyszerűség kedvéért csak körpályákat rajzoltunk föl.

Hogyan képzeljük el a Röntgen-sugár keletkezését? Miért kell a testeket elektronokkal bombáznunk, ha Röntgen-sugarat akarunk kapni? Erre az atómminta alapján nagyon könnyű válaszolni. Magától nem sugárzik az atom, hiszen mindegyik burkot teljesen megszállják az elektronok: egyensúlyi állapot áll fenn. Ezt meg kell zavarni. És éppen ez a hivatása a katód-sugárnak. Az atom belsejébe lopódzó elektron kilök egyet a K , L ... burok elektronjai közül valahova a külső burkok körébe.* De ne gondoljuk, hogy a szabad hely sokáig üresen marad: sietnek a külső elektronok az atommag közelébe, csakhamar elfoglalja az üres helyet valamelyik külső burok elektronja. Tegyük föl, hogy a K burokban szabadul föl egy hely. Ennek helyére léphet egy elektron mindenekelőtt az L héjból: keletkezik a $K\alpha$ vonal. De elfoglalhatja az üres helyet a M burokban egyik elektronja is: most meg a $K\beta$ vonalat sugározza ki az atom. Ezeket egyelőre egyszeres vonalaknak gondoljuk. Persze nincsen kizárva magasabb rendű átlépések lehetősége sem. Azonban itt is úgy áll a dolog, mint a mindennapi életben: az elárvult birtokra legelőször a szomszédok vetnek szemet: a K burok üres helyét az L burok egy elektronja tölti be. Ezt kell a leggyakoribb esetnek tekintenünk, mert a K sorozatban éppen az α vonal a legerősebb, a többiek gyengébbek. Egyúttal azt is beláthatjuk, hogy a K sorozatban az α vonal a leghosszabb (hullámhossza a legnagyobb), a β már keményebb. Ugyanis minél magasabbrendű burokból jut az elektron a K héjra, annál nagyobb energia szabadul föl, tehát annál nagyobb lesz a sugárzás rezgésszáma.

Az L vonalcsoport keletkezését egészen hasonlóan képzeljük el. Az antikatódba vágódó elektron véletlenül egy L elektront lök ki helyéről: az üres helyet betölti az M , N vagy O burok valamelyik elektronja, miközben az atom kisugározza



241. kép. A Röntgen-színképvonalak keletkezése.

* Egyelőre föltesszük, hogy egy burok elektronjainak — még ha különböző lapultságú ellipsziseken keringenek is — ugyanakkora energiájuk van.

az L sorozat tagjait. Hasonló képet alkothatunk magunknak az M , N , O stb. sorozat keletkezéséről is.

Arról is könnyen számot adhatunk, hogy miért nem lehet a K vagy L sorozatnak a leglágyabb vagy akár a legkeményebb vonalát egyedül gerjesztteni. Azért nem, mert a K vagy az L -sugárzás csak akkor léphet föl, ha egy elektront már a megfelelő burokból eltávolítottunk. Mihelyt azonban ez megtörtént, ennek a helyét bármelyik kívülálló burok elektronja elfoglalhatja, tehát az összes vonalak egyidejűleg lépnek föl. Valamelyik burokból egy elektront eltávolítani meg csak az atóm külső környezetébe lehet, hiszen az összes többi burkokat elektronok tartják megszállva. Tehát a vonalsorozat gerjesztéséhez olyan feszültség kell, amely a katódsugárban tova-repülő elektronnak akkora mozgási energiát kölcsönöz, hogy ezt az eltávolítást végre tudja hajtani. Ennek helyére persze az atóm határáról is léphet be elektron, mikor is a sorozat legkeményebb vonala sugárzódik ki. Más szóval egy vonalsorozat gerjesztéséhez olyan feszültség kell, amely a legkeményebb vonalnak is elég: ekkor megjelenik az egész sorozat, ellenkező esetben egy tagja sem. (Gerjesztési határ.) Hasonló megfontolás érvényes az M , N , O stb. sorozatra is.*

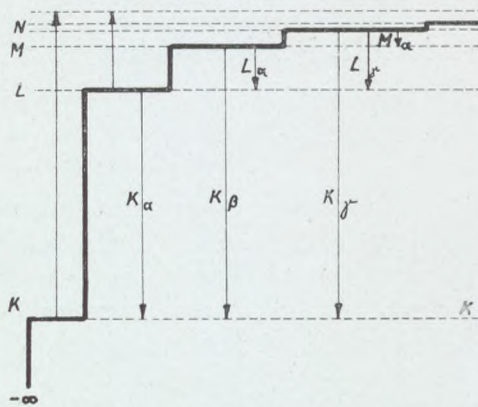
A tapasztalat azt mutatja, hogy valamely anyag jellemző sugárzásait nemcsak nagy sebességű elektronokkal, hanem ráeső Röntgen-sugarakkal is lehet gerjesztteni. Mi sem természetesebb mint ez. Ugyanis a K vagy L burokból nyugodtan keringő elektronnak mindegy, hogy a kiemeléshez szükséges energiát egy másik elektrontól kapja vagy sugárzás alakjában ($h\nu$ adagban) jut hozzá. Itt még világosabban látszik, hogy a vonalcsoport legkeményebb tagjának megfelelő sugárkvantumnak kell az atómra esni, hogy a burok egy elektronja az atóm határára jusson. A kilépő másodlagos jellemző sugárzás, amelyet *fluoreszcencia-sugárzás*nak is hívnak, átvisz bennünket az abszorpció birodalmába.

Bizonyára feltűnt, a sugárelnyelés tárgyalásakor, hogy az elnyelési határ mellé eső lágyabb sugárzást kevésbé nyeli el az anyag, mint a vele határos keményebbet. Sőt minden átmenet nélkül hirtelen ugrás észlelhető az elnyelésben, amint egy bizonyos hullámhosszúságot átlépünk. Tudjuk, hogy ez az elnyelési határ éppen az egyes vonalcsoportok legkeményebb tagjainak közvetlen közelébe esik. A Bohr-féle atómminta

* Később látni fogjuk, hogy szigorúan véve több gerjesztési határ van.

szerint nem is lehet másképen. Gondoljunk csak a K határ környezetében a sugárelnyelésre. Mindaddig, amíg a $h\nu$ sugár-adag energiája nem elegendő ahhoz, hogy egy K -elektront az atom határára emeljen, az atom nem tud mit kezdeni a sugárzással, inkább hagyja tovaröppenni. Mihelyt azonban a sugárkvantum eléri ezt a kritikus értéket, az elnyelés hirtelen megindul. Szórványosan észleltek csak elnyelési vonalakat. Ugyanis a $K\alpha$ vonal elnyeléséhez szükséges volna, hogy az L burokból legyen szabad hely, ahova a $h\nu_{\alpha}$ sugárkvantum árán az elektron a K burokból átjuthat. Ez azonban a legtöbb esetben nem fordul elő.

A színeképvonalak keletkezési módjáról jól tájékoztat az 241. kép. De még szemléletesebben ábrázolhatjuk a sugárzási és elnyelési viszonyokat, ha az egyes burkoknak megfelelő energiaértékeket lépcsők módjára rajzoljuk föl (242. kép).



242. kép. A Röntgen-színeképvonalak keletkezése lépcsőzettel.

Legalól van a K , fölötte az L , M , N , energianívó. Két ilyen lépcsőfok különbsége mindig megadja a felszabaduló energiát, miközben az elektron helyét változtatja. Nyilvánvaló, hogy ez annál nagyobb, minél távolabb esik a két lépcsőfok egymástól. Minél nagyobb ez az energia, annál keményebb sugárzást kapunk. A K sorozat tagjai fokozatosan keményednek. Továbbá az L sorozat összes tagjai lágyabbak, mint a K vonalai; még lágyabbak az M csoport tagjai stb. Jól látható e rajzban, miképen keményednek a K vonalak (illetőleg növekszik a hozzájuk tartozó energia), amint az L , M , N lépcsőkhöz jutunk. A legfelső pontozott vonal az atom külső környezetének felel meg. Az egyes energianívóktól feléje irányított egyenesek megjelképezik az elektronok kiemelésére szükséges energiát, amely egyúttal a megfelelő vonalsorozat legkeményebb tagjának sugárkvantumával egyenlő.

E rajzból még egy nevezetes kapcsolatot olvashatunk ki a vonalcsoporthoz. Ugyanis nyilvánvaló, hogy

$$K\beta = K\alpha + L\alpha.$$

Ugyanis a $K\beta$ vonaldarabot összetehetjük a $K\alpha$ és $L\alpha$ -ból. A $K\beta$ jelenti az atom energiájának fogyását a K sorozat β vonalának kisugárzásakor; a $K\alpha$ és $L\alpha$ jelentése hasonló. A Bohr-féle rezgésszámföltétel — mint ismeretes — arra tanít, hogy ezeket az energiaértékeket osztva a h állandóval, megkapjuk a vonalak rezgésszámát. Tehát osszuk az egyenlet mindegyik tagját a h -val:

$$\frac{K\beta}{h} = \frac{K\alpha}{h} + \frac{L\alpha}{h}.$$

Áttérve a rezgésszámokra

$$\nu_{K\beta} = \nu_{K\alpha} + \nu_{L\alpha}.$$

Hasonlóképen

$$\nu_{L\beta} = \nu_{L\alpha} + \nu_{M\alpha}.$$

Ha például a wolfram megfelelő vonalainak rezgésszámát beírjuk ezekbe az egyenletekbe, fényesen igazolva látjuk helyességüket. Mivel a rezgésszám-táblázatokban nem maguk a rezgésszámok, hanem ezeknek és R -nek a hányadosa található, osszuk el például az első egyenlet minden tagját R -vel:

$$\frac{\nu_{K\beta}}{R} = \frac{\nu_{K\alpha}}{R} + \frac{\nu_{L\alpha}}{R}.$$

Beírva ebbe a wolframra található rezgésszámok középértékeit, azt találjuk, hogy

$$4946.6 \sim 4318.7 + 626.2.$$

Hasonlóan jó megegyezést találunk a másik vonalakra is. Az összegek helyett különbségeket is írhatunk:

$$\nu_{K\beta} - \nu_{K\alpha} = \nu_{L\alpha}$$

$$\nu_{L\beta} - \nu_{L\alpha} = \nu_{M\alpha}.$$

Szóval tehát egy Röntgen-színképvonal rezgésszámát ki lehet fejezni másik két vonal rezgésszámának összege vagy különbsége (megfelelő kombinációja) gyanánt. Ezt nevezik a *kombináció elvének*.

106. **Moseley törvénye.** Egy csapásra megkapjuk atomelméletünkben a Moseley-féle törvényt is. A Z rendszámú elem atómja — amelyet minden elektronjától megfosztottunk, csak egyet hagyunk meg neki — a következő rezgésszámú sugárnyalábokat tudja kibocsátani (64):

$$\nu = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

ahol $m > n$, de mindkettő pozitív egész szám.

Nekünk azonban nem ilyen mesterségesen megcsonkított atómmal, hanem természetes atómmal kell foglalkoznunk, amelynek megvan mind a Z számú keringő elektronja. Ha kiszemeljük ennek egyik elektronját (pl. az L burokban), amely majd másik burokba lép át, akkor nem mondhatjuk, hogy erre csak a pozitív Z -szeres magtöltés vonzóereje hat, hiszen körülötte is vannak elektronok, amelyek a mag vonzó hatását részben lerontják. Az eredmény az lesz, mintha a mag töltése a valódinál kisebb volna: $(Z-s_n)$ pozitív elektronnal volna egyenlő. Az s_n -et hívják *födési állandónak*. Ennek az értéke persze változik a szerint, hogy a kérdéses elektron melyik burokban van. Így azután az n -edik burokba tartozó elektron energiája az (57) alapján

$$E_n = -(Z-s_n)^2 \frac{R'}{n^2};$$

az m rendszámú burok egy elektronjának energiája abban különbözik ettől, hogy az s_n helyett s_m és természetesen a nevezőben m^2 áll. Azonban nem követünk el nagy hibát, ha ezt a födési állandót legalább két szomszédos burokra nézve egyenlőnek vesszük és s -sel jelöljük.

Tehát az előbbi (64) képlet most így alakul:

$$\nu = (Z-s)^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Ha az s értékét ismernénk valamiképen és az n meg m helyére megfelelő számértékeket helyettesítenénk, e képletből kiszámíthatnánk bármely színeképvonal rezgésszámát. Persze a dolog nem megy ilyen egyszerűen, hiszen valójában az egyetlen keringő elektronra nyert képletet önkényesen általánosítottuk a sok elektron esetére. Mégis egyes esetekben jó eredményre jutunk.

Így például felírhatjuk a K vonalak rezgésszámát kifejező képletet. Ekkor az n helyére a K burok rendszámát (1) helyettesítjük és az m -nek 2, 3, ... értékeket adunk. A $K\alpha$ esetben $m=2$ és a födési állandó 1-nek vehető. Tehát

$$\nu_{K\alpha} = (Z-1)^2 R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = (Z-1)^2 R \frac{3}{4}.$$

Osszuk most az egyenlet mindkét oldalát R -rel és vonjunk négyzetgyököt az így nyert mennyiségekből:

$$\sqrt{\frac{\nu_{K\alpha}}{R}} = \sqrt{\frac{3}{4}} (Z-1). \quad (65)$$

Ezt az egyenletet egy kissé más alakban is írhatjuk a szokásos x és y változó mennyiségek bevezetése után:

$$y = ax - a^*.$$

Jól tudjuk, hogy ez egy egyenes egyenlete, amely az Y tengelyt a kezdőponttól számítva $-a$ távolságban metszi. Eredményünk tehát a következő. Ha a $K\alpha$ vonalak rezgésszámát osztjuk egy állandóval és a hányadosból négyzetgyököt vonunk, e négyzetgyök értékei az elemek rendszámának függvényeképpen egyenes vonallal ábrázolhatók. E szabályban — amelyhez most elméleti úton jutottunk — rögtön ráismerünk MOSELEY törvényére (235. oldal). Természetesen nem szükséges a rezgésszámokat az R -rel elosztani, elég maguknak a rezgésszámoknak négyzetgyökét venni: ezek máris egyenes vonallal ábrázolhatók az elemek rendszámának függvénye gyanánt, de az egyenes vonal az előbbihez képest kissé el lesz tolva. A szabály nem teljes szigorúsággal érvényes, hiszen a rezgésszámképletünk is csak közelítő. Hogy mégis milyen hű tükre a valóságnak, az a 201. képen látható. Már említettük, hogy e szabálynak nevezetes alkalmazása is van. Ha véletlenül valamelyik elem rossz helyre kerülne a szakaszos rendszerben, a Moseley-féle vonal rögtön elárulná ezt: az egyenes vonal ott megtörnék. Kétes esetekben tehát a Moseley-féle szabály alapján dönthetünk.

Képletünkben figyelmen kívül hagytuk az α vonalak szét-hasadását, mindig csak közepes rezgésszámra gondoltunk, mint MOSELEY tette, aki még az α vonalakat nem tudta szétválasztani. Hasonló képlet érvényes a $K\beta$ vonalak közepes rezgésszámára is, ha a fődési állandót alkalmas módon választjuk meg.

Sőt kiterjeszkedhetünk az L sorozatra is, hiszen tudjuk, hogy a Moseley-féle szabály közelítőleg itt is érvényes. De nem várhatjuk, hogy a fődési állandó ugyanaz legyen, mint előbb. Az $L\alpha$ vonalra nézve a tapasztalattal jó összhangban leszünk, ha az s -et 7.4 -nek választjuk. Minthogy továbbá az $L\alpha$ vonal úgy keletkezik, hogy a harmadrendű M burokból a 2 rendszámú L burokba lépnek át elektronok, $n = 2$ és $m = 3$. Tehát a rezgésszám képlete a következő:

$$\nu_{L\alpha} = (Z - 7.4)^2 R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) = (Z - 7.4)^2 R \frac{5}{36}.$$

* Az előbbi egyenlet jobb oldalán elvégeztük a szorzást és a $\sqrt{\frac{3}{4}}$ helyett írtunk a -t, a Z helyett x -et.

Most a Moseley-féle egyenes egyenlete a következő:

$$\sqrt{\frac{\nu_{L\alpha}}{R}} = \sqrt{\frac{5}{36}}(Z - 7.4). \quad (66)$$

A 168. oldalon megrajzoltuk ezt az egyenest. Ugyanott láthatók az L csoport többi tagjaihoz tartozó vonalak is. Ezeknek a rezgésszámát a képletből közelítőleg kiszámíthatjuk, ha az állandókat alkalmas módon választjuk meg.

Már említettük, hogy ezek a képletek csak közelítők. Nem is ismerünk olyan képleteket, amelyekből pontosan ki lehetne számítani egy Röntgen-színképvonal rezgésszámát. Nem pedig azért, mert e képlet levezetésekor többnyire egyetlen mag és esetleg sok (70—80) elektron kölcsönös hatását kellene figyelembe venni és kiszámítani az atom energiájának alapértékeit. E probléma megoldása pedig igen nagy nehézségekbe ütköznék.

107. A kettős színképvonalak (relativitási vagy spin-dublettek). Tapasztalati eredmények. Jól tudjuk, hogy a $K\alpha$ és $K\beta$ vonal nem egyszeres, hanem két egymáshoz igen közel eső vonalból áll, sőt sokszor még több vonalra hasad szét. Nem is szólunk az L , M ... sorozat tagjairól. Sejtjük, hogy az eddigi atómmintánkon valamit javítani, változtatni kell. Minthogy egy színképvonal rezgésszáma attól függ, hogy az elektronnak egyik burokból egy másikba való átlépése közben mekkora energia szabadul föl, könnyen számot adhatunk e változtatásról: az egyes burkokba tartozó elektronok energiájának különbözni kell egymástól a pályák alakja és mérete szerint. A K burkot békében hagyjuk: bármilyen is a körpálya térbeli elhelyezése, a keringő elektron energiája ugyanakkora. De már nem tesszük ezt az L , M ... burkokkal. Eddig megnyugodtunk abban, hogy az L burookban kétféle pálya van: kör és ellipszis, de e pályák mindeddig csak cifraságok voltak, mert bármelyiken keringett is az elektron, energiája ugyanakkora volt. Hasonló sorsa volt az M és N burkok kövér és karcsú, hosszúra nyúlt ellipsziseinek is. Azonban a mélyebb megfontolások, amelyeket először SOMMERFELD végzett, azt mutatják, hogy az egyes burkok különböző alakú pályáin száguldó elektronok energiája még sem pontosan egyenlő, csak közel esik egymáshoz. Ebből azután már következik, hogy ezek az elektronok nem ugyanolyan rezgésszámú fényt sugároznak ki, ha egy másik közös végpályára jutnak át

Mielőtt elméleti fejtegetésekbe bocsátkoznánk, tartsunk szemlét még egyszer a kettős *Röntgen*-színeképvonalak között. Feltűnő volt már a K sorozat ismertetésekor, hogy a különböző elemek $K\alpha_2$ és $K\alpha_1$ vonalának hullámhossza között körülbelül 4 X különbség van, függetlenül az elem rendszámától. Mivel az atómminta alapján rendszerint a rezgésszámokat határozzuk meg, kifejezhetjük a két vonal rezgésszámának különbségét is az egyes elemekre. Persze nem várhatjuk azt, hogy a rezgésszámok különbsége is egyenlő. Ugyanis

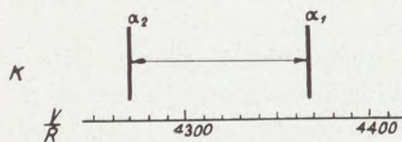
$$\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} = \frac{c}{\nu_2} - \frac{c}{\nu_1} = \frac{(\nu_1 - \nu_2)c}{\nu_1 \nu_2};$$

ebből

$$(67) \quad \nu_1 - \nu_2 = \frac{\nu_1 \nu_2}{c} (\lambda_2 - \lambda_1).$$

Ha a jobboldalon a hullámhosszak különbsége változatlan is,

miközben a nagyobb rendszámú elemek felé megyünk, ebből éppen nem következik, hogy a rezgésszámok különbsége is változatlan marad, hiszen a ν_1 és ν_2 értéke folyton nő. Sőt állandó hullámhossz-különbségnek mindig nagyobb rezgésszám-



243. kép.

A wolfram $K\alpha$ vonalpárja.

különbség felel meg, ha a nagyobb rendszámú elemek felé közeledünk. A 243. rajz ábrázolja a wolfram $K\alpha_1$ és $K\alpha_2$ vona-

lát a $\frac{\nu}{R}$ hányados szerint. Rezgésszámuk a következő:

$WK\alpha_1$	4368·2
$WK\alpha_2$	4269·3
	<hr/>
	98·9 a különbség.

Hasonlóképen megrajzoltuk a *wolfram* L csoportját is (244. kép). Kettős nyilakkal összekapcsoltunk több vonalpárt. Első rátekintésre látszik, hogy e kettős nyilak nemcsak egymással egyenlők, hanem megegyeznek a $K\alpha$ vonalak közé húzott nyilakkal is. Az alábbi kis táblázat még inkább meggyőz bennünket erről:

W L	η 642·60	β_1 712·39	γ_5 806·57	γ_1 831·22	γ_6 849·98
	l 544·05	α_2 613·90	β_6 708·06	β_2 732·61	β_5 751·32
	<hr/>	<hr/>	<hr/>	<hr/>	<hr/>
	98·55	98·49	98·51	98·61	98·66

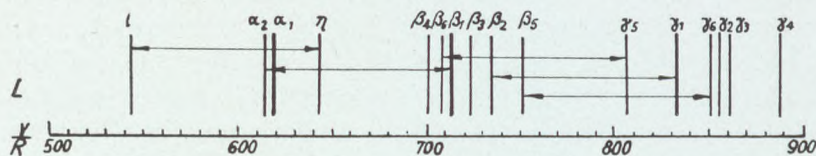
Lehetetlen mást gondolnunk, mint azt, hogy e feltűnő megegyezésnek közös oka van. Annál inkább hisszük ezt, mert

hasonló természetű megegyezés vonul végig az elemek egész rendszerén, mint a 27. táblázat néhány elem esetében mutatja.

27. táblázat.

Elem	K ($\alpha_1 - \alpha_2$)	L ($\beta_1 - \alpha_2$)	L ($\eta - l$)	L ($\gamma_5 - \beta_6$)	L ($\gamma_6 - \beta_5$)	L ($\gamma_1 - \beta_{15}$)	$L_{II} - L_{III}^*$
Al (13)	0.04	—	—	—	—	—	—
Cr (24)	0.68	0.7	—	—	—	—	—
Fe (26)	0.96	1.1	1.1	—	—	—	—
Sr (38)	4.95	4.80	4.91	5.10	—	—	4.64
Rh (45)	10.51	10.53	10.54	10.54	—	—	10.52
Cp (71)	81.11	81.11	81.54	81.17	81.21	—	81.63
Ta (73)	93.74	92.46	92.43	92.52	92.62	92.63	92.8
Au (79)	113.56	133.62	133.71	133.60	133.76	133.70	133.79

E táblázat szerint persze a különböző elemeknek megfelelő vonaltávolságok különbözők, de ha a rezgésszám-különbségeket hullámhosszúságra számítanánk át, mindegyik oszlopban körülbelül egyenlő számok állnának. Így csak egy és ugyanazon elemre egyeznek meg a rezgésszámkülönbségek, vagyis mindegyik vízszintes sor adatai egyeznek meg közelítőleg egymással.

244. kép. A wolfram vonalpárjai az L sorozatban.

Az egyes burkokban fölvetett többszörös elektronpályák sejteni engedik, hogy a vonalpárok keletkezésében nevezetes szerep vár rájuk. Egyelőre azonban homály fedi előttünk az utat. Ugyanis e pályák létüket éppen annak köszönhetik, hogy ugyanahhoz az alapenergiához tartoznak. Első pillanatra tehát nincsen segítség. Valójában azonban mégis van! De e segítségért vissza kellene mennünk az alapenergia-értékek forrásához: a Schrödinger-féle egyenlethez. Sőt még ez sem segítene egészen, hanem ennek az általánosításához kellene folyamodnunk, amelyet *Dirac* angol fizikusnak köszönhetünk. Nem

* Az utolsó oszlopban az L_{II} és L_{III} elnyelési határok rezgésszám-különbsége van, melyre később lesz szükségünk. Feltűnő, hogy ez is megegyezik a felsorolt vonalak rezgésszám-különbségével.

foglalkozhatunk részletesebben ezzel az egyenlettel, hanem csak SOMMERFELD alapgondolatát használjuk föl, aki más úton ugyan, de először jutott a tapasztalattal jól megegyező eredményre.

A kettősvonalak értelmezése a relativitás-elmélet alapján. Néhány évtizeddel ezelőtt egy test tömegét pontosan meghatározott, változatlan mennyiségnek tekintették. A nyugvó test tömege éppen akkora volt, mint a mozgóé. Igaz, hogy az elektron kivételt képezett e szabály alól: ugyanis elméleti meggondolásokkal és kísérletekkel egyaránt ki lehetett mutatni, hogy az elektron tömege nagyobbodik, ha sebessége nő. Az *Einstein-féle relativitás-elmélet** az elektron tömegének e különös sajátságát az anyag egészen általános tulajdonságának tekintette, de a változás mértékét, nagyságát egy kissé módosította. Ez elmélet szerint egy test tömege a következő módon függ a saját sebességétől:

$$(68) \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}.$$

E képletben m jelenti a test tömegét, mikor ez v sebességgel mozog egy megjelölt ponthoz (az észlelőhöz) képest; c jelenti a fény terjedési sebességét; m_0 jelenti a test tömegét, ha a megjelölt ponthoz képest nem változtatja helyzetét, nyugalomban van: éppen ezért az m_0 -t *nyugalmi tömegnek* is nevezik.

Nézzük csak mi a közelebbi fizikai tartalma ennek az egyenletnek. Egy vasútállomáson várjuk a közeledő vonatot, hogy megmért 100 kg-os csomagunkat feladjuk. Ez meg is történik. Majd egy helyben állva s a robogó vonat után nézve azt kellene tapasztalnunk, hogy a csomag tömege megnagyobbodott — ha alkalmas mérőeszközeink volnának — mert a (68) egyenlet szerint a mozgó csomag tömegét úgy kapjuk meg, hogy a nyugalmi tömegét elosztjuk az 1-nél kisebb számmal (a nevezővel). De világért se gondoljuk azt, hogy a csomag mozgása közben talán érzékeny rugós mérleggel észlelhető tömegváltozásokról van szó. Hiszen az előbbi tört nevezője majdnem 1, alig kisebb valamivel 1-nél. Ugyanis a v/c hányados, amelynek a négyzetét 1-ből ki kell vonni, a test sebességének és a fény terjedési sebességének a hányadosa. De hol marad még a száguldó gyorsvonat sebessége is a fényéhez képest?

* Mikola Sándor: A fizika gondolatvilága, 128. old. 1933. Wodetzky József széleskörű vizsgálatait l. *Gehrcke*: Hb. d. Optik II. k. 1930.

Hiszen 120 kilométer óránkénti sebességgel is 1 perc alatt 2 km-t, 1 másodperc alatt pedig körülbelül 30 métert tenne meg a vonat. Tehát ekkor

$$\frac{v}{c} = \frac{30 \text{ m/sec}}{300,000,000 \text{ m/sec}} = \frac{1}{30 \text{ millió}}.$$

Ezt még előbb négyzetre kell emelni (még kisebb lesz) és ki kell vonni 1-ből. A különbség négyzetgyökével kell osztani a csomag 100 kg-os tömegét. Ez az osztó azonban az 1-től olyan csekéllyel tér el, hogy gondolni sem lehet a tömeg növekedésének valamilyen rugós mérleggel való kimutatására. Minthogy ez az osztó a sebességgel együtt változik, ezzel együtt változik a csomag tömege is: a tömegnövekedés nagyobb sebesség esetén nagyobb, kisebb sebesség alkalmával meg kisebb lesz, de a mozgó csomag tömege mindig nagyobb lesz, mint a nyugvóé. A (68) képlet nevezője zérus lenne, ha a csomag sebessége (v) a fényét (c) elérné. A számláló meg nem lenne zérus, tehát a hányados: a mozgó tömeg végtelen nagy lenne. E katasztrófa elkerülése végett tesszük föl, hogy egy test a fény sebességét el nem érheti.

De a mozgás közben fellépő tömegnövekedés csak addig ilyen kicsiny, amíg a v sebesség elhanyagolható a fényé mellett. Mihelyt a mozgó tömeg sebessége például fele a fényének, akkor

$$\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} = \sqrt{1 - \frac{1}{2^2}} = \sqrt{\frac{3}{4}} = 0.866 \dots$$

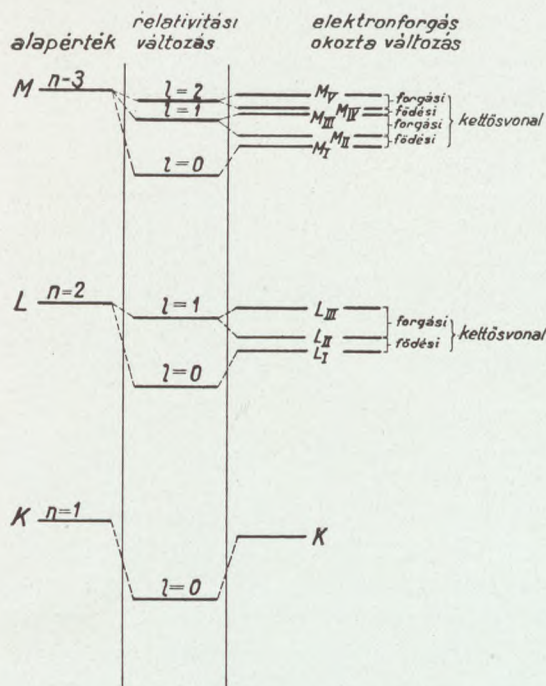
E négyzetgyök értéke már jóval kisebb 1-nél, tehát a megfelelő tömegváltozás is nagy lesz. Persze ilyen nagy sebességgel mozgó vonataink vagy repülőgépeink nincsenek. De az α -sugarak sebessége, meg a katódsugarak sebessége, végül pedig az egyes elektronburkokban keringő elektronok sebessége igen nagy lehet. Hiszen említettük, hogy a hidrogénatóm legbelső körpályáján keringő elektron sebessége majdnem tizedrésze a fény sebességének. Ilyen nagy sebesség esetében a tömegváltozástól már nem tekinthetünk el, mert ezzel együttjár a mozgó test energiájának megváltozása is. A tanulság tehát az, hogy az atómproblémák tárgyalásakor figyelembe kell venni az elektronok tömegének a sebességgel való változását is.

Ezt SOMMERFELD tette meg először. Ő elsősorban változatlan elektrontömeg esetében határozta meg a *hidrogén-atóm* ellipszis-pályáinak méretét, alakját és a hozzájuk tartozó energiát, azután pedig kiszámította, hogy egy pályán keringő

elektron energiája miképen módosul, ha az elektron tömegváltozását is figyelembe veszi. Ekkor az előbbi, egy-egy burokhoz tartozó közös energiaérték széthasad annyi különbözőre, ahány különböző alakú pálya van a burokban. Az energia kifejezésében nemcsak a burkok rendszáma, hanem az egyes pályák indexe is külön előfordul. Az előbbi (55) kifejezésben csak a rendszám (n) szerepelt. A számítások eredménye szerint a hidrogén-atóm elektronjának energiája az n rendszámú és l indexű pályán

$$(69) \quad E_{nl} = E_n + \Delta E_{n,l}.$$

E képletben E_n jelenti az n -edik burokban keringő elektron energiájának régebbi értékét, amely közös,



245. kép Az energia-lépcsők eltolódása a relativitási tömegváltozás és az elektronforgás következtében.

egyenlő a burok összes tagjai részére. A $\Delta E_{n,l}$ meg jelenti az elektron tömegváltozása következtében fellépő energia-változást. Ennek az értéke már nemcsak a pálya rendszámától (n), hanem indexétől (l) is függ, amely az n -ed rendű burokban lehet 0, 1, 2, ... $n-1$. Ugyanbba a burokba tartozó pályákon is más és más ennek az értéke. Persze ne gondoljuk hogy e kiegészítő tag valami nagy lesz. Nem. Ezt abból is sejtethetjük, hogy csak nagyon csekély mértékben nyilvánul meg a színeképvonalakban.

Vizsgáljuk meg most, hogy milyen változásokat okoz a hidrogén-atóm esetében ez a fellépő új energiateg. Az 1 rendszámú körpályára vonatkozólag $n=1$ és $l=0$. Itt tehát nem ér bennünket semmi különösebb meglepetés, legfeljebb csak az, hogy a régi energiaérték egy kissé módosul — amint a képletből látható — de különböző energiájú pályákat nem kapunk. Azonban nem így áll a dolog a 2 rendszámú pályákon. Ugyanis

itt az $n = 2$, de az l lehet 0 vagy 1. Tehát az L burok két különböző pályáján keringő elektronok energiája most nem lesz egyenlő, hanem a kör nagyobb energiájú pálya, mint az ellipszis. A 245. képen a lépcsőfokos eljárás szerint megrajzoltuk az energianívók eltolódását. A relativitási tömegváltozás egy kissé letolja a korábbi lépcsőfokokat. Hasonlóan kívánnak a közös energiacsaládból az M, N, \dots burkok elektronjai is. Minden burokhoz annyiféle energia tartozik, ahányféle pálya van a csoportban.

Most még csak a gyümölcseit kell leszaggatnunk eddigi fáradozásunknak. Korábban azt mondtuk, hogy a hidrogénnek egy ibolyántúli színeképvonala úgy keletkezik, hogy a másodrendű L pályák egyikéről átjut az elektron a legbelső körre. Most is fenntartjuk ezt a nézetünket, de látjuk, hogy nem egyetlen vonalat kapunk, hanem kettőt. Hiszen más energiamennyiség szabadul föl, ha az elektron a külső körrel jut át a belsőre, mintha az ellipsziszről lép át a belső körre. Ennek következtében más lesz a kibocsátott sugárzás (színeképvonal) rezgésszáma is. Hiszen ez utóbbi a felszabaduló energia és a h állandó hányadosa. Tehát az ibolyántúli színeképvonal *kettős* (*dublett*). Még több elemből álló vonal (multiplett) keletkezik magasabbrendű pályákról az elsőre való átlépéskor. Könnyen megmondhatjuk azt is, hogy mekkora lesz a vonalpár két tagjának rezgésszámkülönbsége. Csak a két kezdeti pályán (L pályán) keringő elektron energiájának különbségét kell venni és osztani h -val.* Vagyis

$$\Delta\nu = \frac{E_{2,1} - E_{2,0}}{h}.$$

A megfelelő — elég bonyolult — számítások elvégzése után

$$\Delta\nu = R \frac{\alpha^2}{16}. \quad (70)$$

Az α jelenti az első Bohr-féle körön keringő elektron sebességének és a fény sebességének hányadosát. Ez egy nevezetes állandó, amely fontos szerepet játszik a kettős színeképvonalak elméletében. Értéke

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{h} : c = \frac{2\pi e^2}{hc} = 7.28 \cdot 10^{-3};$$

* Ugyanis az egyik kezdőpálya és végpálya energiájának különbsége osztva h -val az egyik vonal rezgésszáma; a másik kezdőpálya és ugyanazon végpálya energiájának különbsége osztva h -val a másik vonal rezgésszáma. Tehát a két vonal rezgésszámának különbségét úgy kapjuk meg, hogy az előbbi két energia-különbségnek különbségét osztjuk h -val. De ez utóbbiból meg kiesik a végpálya energiája, csak a kezdőpályák energiájának különbsége marad meg.

továbbá

$$\alpha^2 = 5 \cdot 31 \cdot 10^{-5}.$$

Ez a mennyiség szorozóképen fordul elő a módosított energia-képlet (69) kiegészítő részében. Ebből is látszik, hogy ez a rész kicsiny lehet.

A (70) egyenlet így is írható

$$\frac{\Delta\nu}{R} = \frac{\alpha^2}{16} = 0 \cdot 332 \cdot 10^{-5}.$$

Ugyanezt az eredményt várhatjuk akkor is, ha valamelyik magasabbrendű ($M, N \dots$) burokbeli kezdőpályáról jut az elektron az L buroknak majd a kör, majd az ellipszis-pályájára. Ekkor is kettősvonal keletkezik és a rezgésszámok különbsége az előbbi.

E rezgésszám-különbségnek csekély hullámhossz-különbség felel meg, mégpedig a hidrogén vörös vonala esetében a két vonal távolsága körülbelül $0 \cdot 15 \text{ \AA}$. A vonalak tehát nagyon közel esnek egymáshoz.

A (69) energiaképletet általánosíthatjuk arra az esetre, mikor a magnak Z -szeres pozitív töltése van, de csak egyetlen elektron kering körülötte. Ez esetben mind az energia főértéke, mind a kiegészítő része függ a Z rendszámtól is. Ha pedig e megcsonkított atóm helyett a Z -rendszámú elemnek egy természetes atómjára gondolunk, akkor a magon kívül a többi elektronok is kifejtik hatásukat a kiszemelt elektronra. A többi elektron látszólag megváltoztatja a mag töltését. Tehát ismét fődési állandókat kell bevezetnünk, amelyek nemcsak a pálya rendszámától függenek, hanem ennek indexétől is. Sőt a fődési állandó értéke (s_n) más az energia főtagjában és a kiegészítő részében is ($d_{n,l}$). Így azután az n -dik csoport l indexű pályáján keringő elektron energiája most a következő:

$$E_{n,l} = E_{n,Z,s_n} + \Delta E_{n,l,Z,d_{n,l}}.$$

Az indexek a felől tájékoztatnak, hogy milyen mennyiségektől függenek a megfelelő energiatagok.

E képlet rögtön megmondja nekünk, hogy miképpen keletkezik a K vagy az L dublett. Ugyanis válasszuk kezdőpályának az L burok körét és ellipsziséjét. A K vonalak úgy keletkeznek, hogy az L burok két különböző energiájú pályájáról — mint két szomszédos lépcsőfokról — jut az elektron az egyetlen K végpályára (körre). A két esetben persze két különböző rezgésszámú színeképvonalat kapunk, hiszen a felszabaduló energiák kissé különbözők. E $K\alpha_1$ és $K\alpha_2$ vonalak rezgésszám-

különbségét egyszerűen úgy kapjuk meg, hogy az L burok két pályájának energiakülönbségét elosztjuk a h állandóval. E pályákra, amint tudjuk: $n = 2$ és $l = 0$ vagy 1 . Tehát a rezgésszámok különbsége

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E_{2,1,Z,d_{2,1}} - \Delta E_{2,0,Z,d_{2,0}}}{h}.$$

Ugyanis az energia főértéke az L burok mindkét pályájára ugyanaz, tehát a különbségből kiesik. Tegyük föl, hogy a fődési állandók a két szomszédos pályán egyenlők, vagyis $d_{2,0} = d_{2,1} = d$. Ekkor a számítások elvégzése után

$$\frac{\Delta\nu}{R} = \alpha^2 \frac{(Z-d)^4}{16}. \quad (71)$$

SOMMERFELD azt találta, hogy a $K\alpha$ vonalak távolságát megkapjuk, ha $d = 3.5$.

Hasonló módon adhatunk számot az L sorozatban talált vonalpárok keletkezéséről is (27. táblázat). Feltűnő volt, hogy ezeknek a távolsága ugyanaz, mint a $K\alpha$ vonalaké. Ezek úgy keletkeznek, hogy az $M, N \dots$ buroknak ugyanarról a kezdő pályájáról jut át az elektron majd a 0 , majd az 1 indexű L pályára. Mintha egyetlen magasabb lépcsőfokról, hol egyik, hol másik alacsonyabb lépcsőfokra jutna. A felszabaduló energiák különbsége ismét a két L pálya energiájának különbsége lesz. Tehát a kibocsátott színeképvonalak rezgésszámának különbsége is ugyanaz lesz, mint előbb. Íme ilyen egyszerű magyarázatot talál a K és L sorozatban észlelhető, első pillanatra rejtélyesnek látszó jelenség.

A (71) képletet még így is írhatjuk:

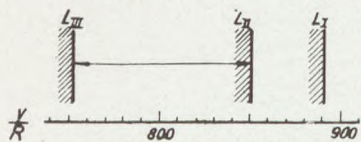
$$\frac{\Delta\nu}{R} \frac{1}{(Z-d)^4} = \frac{\alpha^2}{16}.$$

E képlet fizikai tartalma a következő: ha a K és L csoportban lévő vonalpárok rezgésszámkülönbségét* elosztjuk a fődési állandóval kibővített rendszám negyedik hatványával, a hányados állandó lesz: független az elem rendszámától. Mégpedig pontosan egyenlő a hidrogéndublett rezgésszámkülönbségével. Íme itt is felbukkan a hidrogén, a nagy rendszámú elemek körében is! Ez a törvény az elemek nagy számára elég jól egyezik a tapasztalattal.

* Tulajdonképen a rezgésszámkülönbség ($\Delta\nu$) és R hányadosát.

Az ismertetett kettősvonalakat *relativitási dublett*-nek, vagy — mint később látni fogjuk — *forgási dublett*-nek (*spin-dublett*-nek) is nevezik; sőt néha *szabályos (regularis) dublett*-nek is hívják.

108. **Kettős elnyelési határok. (Födési dublettek.)** Könnyen beláthatjuk, hogy bármelyik csoportban találunk is vonalpárokat, ezeknek keletkezését az utóbbiakéhoz hasonló módon magyarázhatjuk meg. Örömmünket azonban csakhamar újabb felhők zavarják meg. Azt mondtuk ugyanis, hogy az L burokban két különböző energiájú pálya van. Ha ez igaz, akkor a két



246. kép. A három L elnyelési határ.

különböző energianívót viszont kell látnunk az elnyelési színeképekben is. Viszont is látjuk, de az a baj, hogy eggyel megszaporodva (246. kép). Ugyanis az L vonalcsoport abszorpciós színeképében három elnyelési határ van (L_I , L_{II} , L_{III}), nem kettő.

De e körülménynek az energianívókra nézve is súlyos következményei vannak. Mikor lép föl egy L elnyelési határ? Ha a beeső Röntgen-sugárzás rezgésszáma legalább akkora, mint a határ rezgésszáma; vagy másként: ha a sugárkvantum ($h\nu$) éppen elegendő ahhoz, hogy az L burok egyik pályáról az elektront az atom határterületére távolítsa el. Ez az energia persze függ attól, hogy a megfelelő L pályán keringő elektron energiája mekkora, hiszen e szerint kell többet vagy kevesebbet hozzáadni. Ha csak kétféle energiájú pálya volna az L burokban, akkor csak két elnyelési határt várnánk. Mégpedig e határok rezgésszámkülönbségének egyezni kellene a $K\alpha$ és az L vonalpárokéval. Ez valóban így is van: az L_{II} és L_{III} elnyelési határok távolsága ugyanakkora, mint a $K\alpha_1$ és $K\alpha_2$ vonalaké. A 27. táblázat utolsó oszlopában látható, hogy milyen jó a számbeli megegyezés.

Várakozásunk ellenére azonban van még *egy harmadik elnyelési határ* is. Tehát kell még egy harmadik energiájú pályarendszernek is lenni e burokban. Van is! Még hozzá az a feltűnő, hogy a neki megfelelő harmadik elnyelési határ (L_I) az előbbi másodikkal (L_{II}) egy sajátos *kettős elnyelési határt* (elnyelési dublettet) alkot. Ugyanis rajzoljuk meg az elnyelési határok Moseley-féle egyenesét, vagyis ábrázoljuk a $\sqrt{\nu}/R$ -et egy koordináta-rendszerben az elemek rendszámának függvényeképpen (247. kép). Azt tapasztaljuk, hogy az L_I és L_{II} energianívókhoz tartozó vonalak majdnem egyenesek és egy-

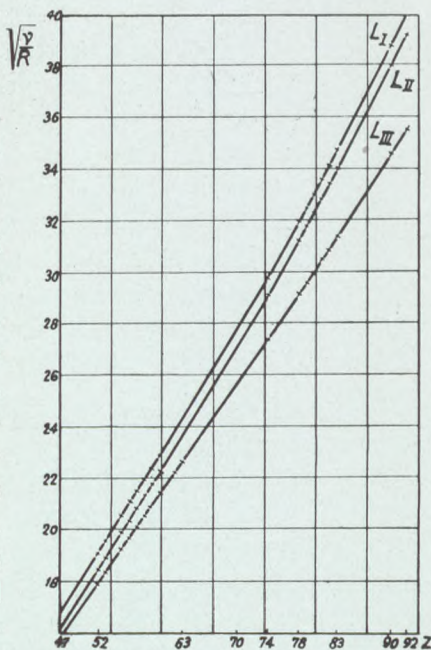
mással eléggé párhuzamosan haladnak. Tehát az L_I és L_{II} elnyelési határok rezgésszámának és az R állandónak a hányadosából vont négyzetgyökök különbsége állandó az összes elemekre vonatkozólag. (Nem föltétlenül szükséges az R -rel osztani, a tétel a rezgésszámok négyzetgyökére is igaz.) Ez elnyelési dublett keletkezését felismerője, HERTZ (1920) különböző fődési állandókkal igyekezett megmagyarázni.

Ugyanis ugyanabba a burokba tartozó különböző pályák részére olyan fődési állandót választott, hogy az energiák különbségéből éppen a szóbanforgó törvényszerűséget lehetett kiolvasni. Éppen ezért az elnyelési dublettet fődési dublettnak is nevezte; *irreguláris* (szabálytalan) dublettnak is hívják.

109. A kettősvonalak és elnyelési határok újabb értelmezése.

Annyi bizonyos, hogy a harmadik elnyelési határ föllépése pusztán a relativitási tömegváltozás alapján meg nem magyarázható. Pedig létezik, tehát a teljes energia-kifejezésnek olyannak kell lennie, hogy pl. az L burokban három különböző energiájú pályát adjon, jöllehet a pályák alakja csak kétféle. Sejtjük, hogy

hiányzik még valami, amit nem vettünk tekintetbe az energianívók megállapításakor: ez az elektron forgása saját tengelye körül. Utólag szinte magától értetődőnek tartjuk korábbi feltevéseinknek ezzel való kiegészítését. Hiszen az egész atómminta a naprendszeren épült föl; már pedig ennek bolygói nemcsak keringenek a nap körül, hanem forognak is saját tengelyük körül. Az elektron tengelykörüli forgását COMPTON kezdeményezésére UHLENBECK és GOUDSMIT vezették be a fizikába. E föltevés következménye abban nyilvánul, hogy nemcsak megváltozik az energia értéke a rokonpályákon, hanem új energianívók is lépnek föl ugyanabban az elektronburokban. Az energia kifejezésében a főérték marad a régi, csak a kiegészítő tag változik meg egy kicsit. Mégpedig az l indexnek minden értékéhez most két kiegészítő



247. kép. Az L elnyelési határokhoz tartozó Moseley-féle vonalak.

energiatag tartozik, kivéve azt az esetet, mikor $l = 0$: ekkor a kiegészítő tag is egyszeres. Tehát általában

$$E_{n_l} = E_{n, Z, s_n} + \begin{cases} 1 \Delta E_{n, l, Z, d_{n, l}} \\ 2 \Delta E_{n, l, Z, d_{n, l}} \end{cases}$$

Milyen következményekkel jár ez a K pályára vonatkozólag? Itt $n = 1$ és $l = 0$, tehát az energianívók száma nem szaporodik, csak az egyetlen pályához tartozó energia változik meg egy kicsit. Már mások a viszonyok az L burokokban. Itt az $n = 2$; az $l = 0$ esetben a pálya marad egyszeres, csak az energia változik meg egy kicsit; az $l = 1$ értékhez már két különböző energiájú pálya tartozik az elektron forgása szerint. Íme tehát megtaláltuk az L burokokban a három különböző energianívót. A viszonyokat a 245. kép ábrázolja. Most a relativitási tömegváltozás által okozott letolódások részben kiegyenlítődnek: az elektronforgás hozzávétele részben visszatolja az energia lépcsőfokait.

Az új energia-képlet alapján a *relativitási kettősvonal* keletkezése is új magyarázatot nyer. Ugyanis e képlet alapján az $l = 1$ számhoz tartozó pályák energia-különbségéből éppen a relativitási kettősvonalak rezgésszámkülönbsége számítható ki. A Sommerfeld-féle elmélet szerint a relativitási kettősvonal úgy keletkezik, hogy az elektronok pl. az L burokkör ($l = 1$) és ellipszispályájáról ($l = 0$) jutnak át a K burokba, tehát az L buroknak két *különböző* (l) *indexű* pályacsoportja felelős érte. Az új elmélet szerint pedig a reguláris kettősvonal úgy keletkezik, hogy az elektronok pl. az L buroknak két különböző energiájú (L_{III} és L_{II}) körpályájáról ($l = 1$) jutnak át a K burokba, tehát az L buroknak két *megegyező indexű* pályacsoportja játszik szerepet, melyekhez tartozó energia az elektron forgási iránya szerint különböző. Tehát a reguláris kettősvonal az új fölfogás szerint nem is az elektron relativitási tömegváltozásának, hanem az elektronok különböző irányú forgásának köszöni létét. Éppen ezért nevezik *forgási kettősvonalnak* (*spin-dublettnak*) is.

A *kettős elnyelési határok* törvénye az új képletből minden különösebb mellékföltevés nélkül következik. Mégpedig e határok úgy keletkeznek, hogy az elnyelt sugárzásnak pl. az L buroknak egyik $l = 1$ indexű körpályájáról (L_{II}) és $l = 0$ indexű ellipszisééről (L_I) kell az elektront kiemelni, amely pályákon az elektron forgási iránya ellenkező és a fődési állandók is

különbözők. Tehát a kettős elnyelési határokért ugyanannak a buroknak *különböző indexű* pályái felelősek.

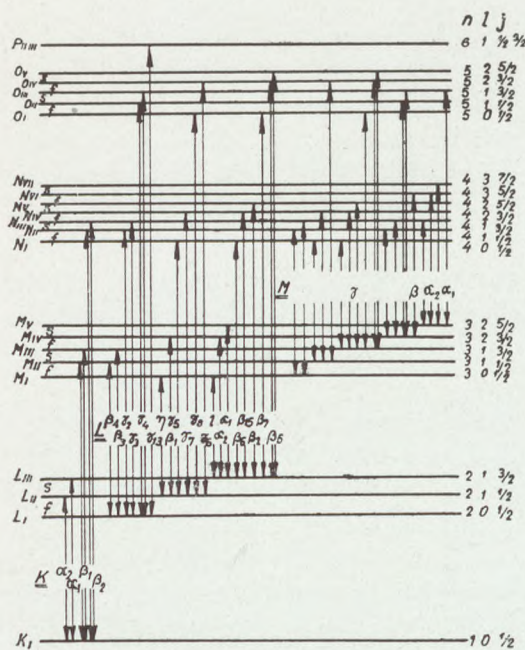
De most meg az aggaszt bennünket, hogy alighanem bajt csináltunk. Ha ugyanis az L burokból három különböző energianívó van, a K -ban meg egy, akkor joggal várhatnánk, hogy a $K\alpha$ vonal háromszoros (triplett) lesz. Pedig nem az! Vagyis az L burok harmadik energianívója csak az elnyelési színeképekben jelentkezik, de sohasem a kisugárzott színeképvonalakban. Hogy ennek így kell lennie, az önként következik azokból az egyenletekből, amelyek az energia alapértékeihez vezetnek. Ezekből következnek az úgynevezett kiválasztási szabályok is, amelyek korlátozzák az elektron tetszésszerű átjutását egyik pályáról a másikra (249. kép). Így például nem tapasztaljuk, hogy az elektron az L burok különböző energiájú pályái között változtatja helyét, pedig ennek elvi akadálya nincs. Éppen így korlátok vannak egy másik burokba való átjutáskor is. A mi esetünkben éppen az L_1 energianívóról nem juthat át az elektron a K burokba. Így azután a $K\alpha$ vonalak kettősek maradnak.

Az elektron forgása természetesen megváltoztatja a többi burkok energianívóit is. Az M burok rendszáma $n = 3$, tehát az l értéke lehet 0, 1 és 2. Az 1 és 2 indexű pályák helyére két-két újabb energiájú pálya lép, míg a 0 indexű pályán csak az energia értéke módosul egy kicsit. Így azután az M burokból öt különböző energiájú pályacsoportot vagy röviden öt energianívót kell megkülönböztetni. Ezek nagyon szépen visszatükröződnek az elnyelési színeképekben. Ugyanis tudjuk, hogy sok nagy rendszámú elem esetében éppen öt elnyelési határt sikerült találni. Az N , O és P burkok energianívóinak számára is vannak föltevéseink, amelyeket legalább egy speciális esetben később (330. oldal) meg fogunk ismerni.

Amint látjuk, a relativitás elve által kívánt tömegváltozás és az elektron forgása megváltoztatta az atóm energianívóit. A 245. képen szemléltetjük is e változásokat. Míg előbb minden burok az energia szempontjából egyetlen lépcsőfoknak felelt meg, most e lépcsőfokok megszorodnak és kissé el is tolódnak (az egyes nívók távolságát most ugyanakkorának választottuk). Mégpedig a relativitási tömegváltozás az l index értékeinek megfelelően a K burok lépcsőfokát egyszerűen hagyja, de kicsit lejjebb tolja; az L lépcsőből már két új fokot farag, a M -ből pedig hármat. Az elektron forgása még tovább finomítja e lépcsőfokokat. A K lépcsőt ez is csak eltolja,

de az L -nek második fokát már megkétszerezi, az M lépcsőnek pedig a második és harmadik fokával teszi ezt. Végül is egyszeres K lépcső, háromszoros L és ötszörös M lépcső keletkezik, amint ezt a tapasztalat kívánja.

110. Az urán-atóm energialépcsőinek ábrázolása. Bár a 245. kép elég jól tájékoztat bennünket az atom energia-viszonyairól, mégis kiválasztunk egy nagy rendszámú elemet és



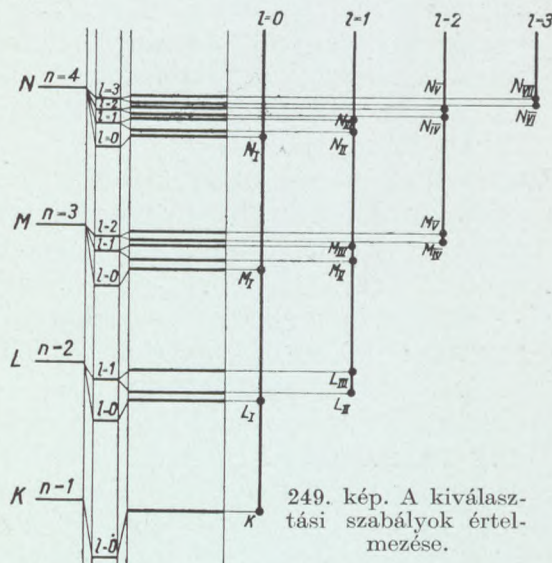
248. kép. Az urán színeképvonalainak keletkezése.

megjelöljük ennek az energialépcsőfokait, az egyes fokpárokhöz tartozó színeképvonalakat és az elektron átlépését korlátozó szabályokat. Ez az elem az urán, amely bővelkedik Röntgen - színeképvonalakban, mert elektronburkai kiépültek a K -tól egészen a P -ig. A 248. képen láthatjuk az urán színeképvonal-rendszerét. A két végükön nyíllal ellátott egyenesek az egyes színeképvonalak nevét viselik és egyúttal meg is mondják, hogy egy vonal melyik energialépcsőfokokhoz tartozik. A tapasztalat szerint a K lépcsőfok egyszeres, az L háromszoros,

az M pedig ötszörös. Feltevésünk szerint az N fok hétszeres, az O ötszörös, a P pedig egyszeres (esetleg háromszoros). Az egyes energiefokok az L -től kezdve fölfelé páronként összefoglalhatók egymással abból a szempontból, hogy relativitási (s) vagy fődési kettősvonalhoz (f) tartoznak-e. A tapasztalat sok esetben azt mutatja, hogy a fődési és relativitási lépcsőfokpárok váltakoznak egymással. Így az L_I és L_{II} fődési kettősvonal, az L_{II} és L_{III} relativitási kettősvonal keletkezésére ad alkalmat; majd ismét fődési vonalpárhoz tartozó értékpár következik. Föltehetjük, hogy ez a szabály egész általánosan érvényes.

A rajzon látjuk, hogy egész sereg lépcsőfok van, amelyeket nem köt össze egyenes; amelyek között tilos átlépni az elektron-

nak. Éppen e vonalrendszerekből olvashatjuk ki, hogy milyen átmeneteket enged meg és tilt meg a természet. Mindenekelőtt látjuk, hogy ugyanabba az elektronburokba tartozó lépcsőfokok körében nem juthat át az elektron egyikről a másikra. Ezt a tapasztalati igazságot úgy is kifejezhetjük, hogy *kisugárzáskor az elektronpálya rendszámának változni kell: az elektronnak másik burokba kell átlépni*. Egy másik ilyen kiválasztási szabály az, hogy csak olyan átlépések lehetségesek, amelyek közben *a pálya indexe 1-gyel változik: nő vagy fogy*. Csak kivételesen fordulnak elő olyan vonalak, amelyeknek keletkezésekor az index értéke 2-vel fogy: ilyenek az L sorozatban a β_9 , β_{10} és β_7 vonalak. Van még egy harmadik korlátozás is. Ugyanis a megegyező indexű, de különböző energiájú pályákat úgy különböztetik meg egymástól, hogy az elektron forgási iránya szerint $\frac{1}{2}$ -del nagyobbítják vagy kisebbítik a pálya indexét, s a rendszámon és indexen kívül még e harmadik számot (belső kvantumszám) is felhasználják az energiafok jellemzésére. A korlátozási szabály abban áll, hogy e harmadik szám értéke az elektron átlépése közben vagy *állandó marad, vagy pedig 1-gyel nő vagy csökken*.



249. kép. A kiválasztási szabályok értelmezése.

A kiválasztási szabályokat jól szemléltethetjük a 249. képen. Ezen a korábbi módon megrajzoltuk az energianívókat, de meg is hosszabbítottuk az egyeneseket a jobbról hozzájuk csatlakozó oszlopok határáig. Az oszlopok fölött áll az energiafok indexe. Mivel ennek csak ± 1 -gyel szabad változnia, az elektron egy-egy oszlopból csak a jobbról vagy balról szomszédos oszlopba léphet át. De ennek sem akármelyik energiafokára, hanem csak olyanra, amelyet a harmadik szám engedélyez. Ellenben ugyanabban az oszlopban nem juthat az elektron alacsonyabb energiafokra. Így azután szépen látjuk, hogy például az L_I fokról nem juthat az elektron a K -ra, de átléphet oda az L_{II} és L_{III} -ról; ennek az a következménye,

hogy a $K\alpha$ vonal nem háromszoros, hanem csak kétszeres. Más elemekre is hasonló rajz készíthető, persze kevesebb energiaszintekkel, mert a kisebb rendszámú elemekben hiányzanak a külső burkok.

III. A főszíneképvonalak és az elnyelési határok kísérő vonalai. Mikor a Röntgen-színeképeket tanulmányoztuk, már akkor megemlítettük, hogy a kisebb rendszámú elemek (pl. Ca, Mg, Al) főszíneképvonalait gyengébb mellékvonalak kísérik. A $K\alpha$ vonalak ilyen kísérőit $\alpha_3, \alpha_4, \alpha_5, \dots$ betűkkel jelöljük. E vonalak keletkezési módjáról is számot kell adnunk valamiképen. A főlajzolt energiaszintek alapján, még a korlátozási szabályok mellőzésével sem tudjuk ezeknek a keletkezését megmagyarázni. Tehát föltehetjük, hogy ezek nem a természetes atómhoz tartoznak, hanem valamilyen megváltozott szerkezetű atóm sugározza ki őket. Mivel e vonalak rezgésszáma kisebb-nagyobb mértékben különbözik a fővonalakétól, fölteszük, hogy bizonyos megváltozott energiaszintekhez tartoznak. A $K\alpha$ vonalak — föltevésünk szerint — akkor keletkeznek, ha csak a K burkból hiányzik egyetlenegy elektron, ellenben a többi burkok teljesen épek. Ha ilyen körülmények között lép át egy elektron az L burkból a K -ba, akkor egyik $K\alpha$ vonal jelenik meg a színeképben. De nem várhatjuk azt, hogy az elektronok pergőtüze közben ezek a burkok mindig épségben maradnak; különösen a kis rendszámú elemek körében nem, mert itt az atómmag vonzása a kisebb magtöltés miatt természetesen kisebb, mint a nehéz elemeknél. Így azután könnyen megtörténhetik, hogy akármelyik burk megsebesül: elveszti egy vagy több elektronját. Ha pedig egy atóm K burkolatából mindkét elektron hiányzik, sőt az L burkból is egy-kettő, akkor nem várhatjuk azt, hogy egy megmaradt L burkbeli elektronnak a K -ba való átlépésekor ugyanazt a színeképvonalat kapjuk, mint az ép atóm esetében. Az emissziós színeképekben föllépő mellékvonalakat tehát ilyen megcsönkített — úgynevezett többszörösen ionozott — atómnak tulajdoníthatjuk. Arra vonatkozólag is vannak föltevések, hogy egyes mellékvonalak miféle megcsönkített elektronburkok között való átmenethez tartoznak, de ezekre nem óhajtok részletesebben kiterjeszkedni. Csak azt említjük meg, hogy ezek a mellékvonalak körülbelül olyan helyet foglalnak el a főszíneképvonalak mellett, mint az egyes fémek szikraszíneképei az ívfény színeképe mellett. Éppen ezért ezeket *szikravonalak*nak is nevezik (233. old.)

Hasonló jelenséggel találkoztunk az elnyelési színekpek körében is. Előfordul, hogy az elnyelési határ közelében abszorpciós vonalcsoportok lépnek föl, mégpedig a hosszabb hullámú oldalon, ahol a sugárelnyelés csekély. Ezt a jelenséget *másodlagos* vagy *többszörös elnyelésnek* is nevezik. E vonalak keletkezésének magyarázata hasonló az előbbihez. Mindenekelőtt arról kell számot adnunk, hogy miképpen keletkeznek az elnyelési vonalak, hiszen eddig csak elnyelési sávokkal és határokkal találkoztunk. A sugárelnyelés föltevésünk szerint abban áll, hogy a sugárzás hatására az elektronok állandó otthonukból az atómhatár területére jutnak. De miért nem jutnak valamelyik szomszédos burokba? Azért, mert e burkok pályái rendszerint teljesen el vannak foglalva és nincs hely számukra. Legfeljebb azt lehetne kérdezni, honnan tudja ezt előre az elektron? Lehet, hogy nem is tudja és tájékozatlanul útra kel, de azután csalódottan visszatér otthonába, kiadva a magával vitt sugárkvantumot. Azonban előfordulhat az a kedvező eset is, hogy egyes burkokban szabad helyek vannak: kevesebb elektron van ott, mint amennyit az atóm természetes állapota megkíván. Az ilyen atómot neveztük többszörösen ionozott atómnak. Ebben az esetben a sugárzás hatására a K burokból átléphet az elektron az L vagy M burokba, vagy az L burokból is egy külsőbe. Egy-egy ilyen átmenetnek azután meghatározott hullámú elnyelési vonal felel meg. A tapasztalat szerint inkább a külső burkokban támadnak ilyen szabad helyek, amelyeknek energiaszintjei között kisebb különbség van, mint a belsőké között. Így a kísérő elnyelési vonalak is hosszabb hullámúak, kisebb rezgésszámúak, mint az elnyelési határ. Az emissziós színek mellékvonalai gyakran rövidebb hullámúak, mint a fővonal: itt fordított viszonyok vannak az elektronbombázás miatt.

Mivel a többszörös ionozás következtében az energiaszintek is megváltoznak egy kicsit a természetes atóm energiaszintjeihez képest, az elnyelési vonalak általában eltérnek az emissziós színekben fellépő jellemző színekvonalaktól. Elősegíti ezt még a szomszédos atómszomszédos kölcsönhatása is, amely ismét csak az energiaszintek megváltozását vonja maga után. A mondottak alapján érthető, hogy az elnyelési határt kísérő vonalcsoportok meglehetősen bonyolultak és keletkezésükről pontosabban igen nehéz számot adni.

Ugyanebbe a gondolatkörbe tartozik a *Röntgen-színekpvonalak élességének a kérdése* is. Azt lehetne gondolni, hogy jó

spektrográffal a vonalak élességét tetszés szerint lehet fokozni, kaphatunk borotvaéles vonalakat is. Ez azonban nem így van, hanem a vonalak élességének meg vannak a természetes határai. Éppen az előbb említettük, hogy az egyes elektron-burkok energiafokai milyen változásoknak lehetnek alávetve. Egy ilyen kis változás abban is megnyilvánulhat, hogy egyes atómban az elektron átlépése közben felszabaduló energiacsekély mértékben módosul, tehát más lesz a sugárzás rezgésszáma, mint a többi atómban sugárzásáé: a színeképvonal egy kicsit kiszélesedik. A tapasztalat alapján azt kell feltennünk, hogy a megnyúlt ellipszisek energiafokai nem oly pontosan meghatározottak, mint a vastagabbaké. Talán azért, mert a rajtuk keringő elektronok hol a mag tűzébe, közelébe jutnak, hol pedig messzire elkóborolnak tőle és könnyen engedelmeskednek minden külső hatásnak. E miatt a hozzájuk tartozó színeképvonalak kiszélesednek, elmosódottá válnak.

Érdekes, hogy valamely elem *izotopjainak* Röntgen-színeképe megegyezik, mit ILOSVAY LAJOS is kiemel.* (Az izotop-elemek a periódikus rendszer ugyanazon helyén állnak, de atómsúlyuk különböző: pl. a klórnak van egy 35 és 37 atómsúlyú izotopja.)

* Ilosvay Lajos: Dalton atómsúlyaitól Soddy izotopjaiig, T. T. Közlöny, 13, 199. old., 1931.

XV. FEJEZET.

A fékezési sugárzás színeképe.

(A folytonos Röntgen-színkép.)

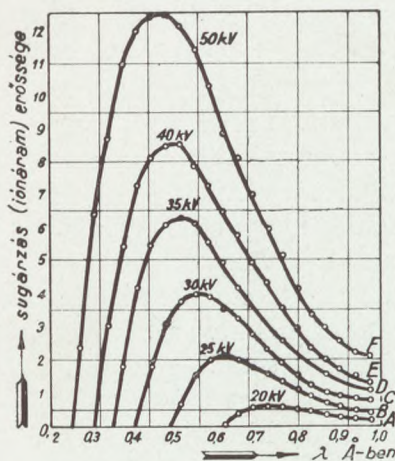
A Röntgen-lámpa antikatódjába vágódó elektronok óriási forradalmat okoznak az atomok körében: elektronok pillanatnyilag emelkednek magas polcra, de uralmuk csak pünkösdi királyság, mert esetleg villámgyorsan tűnnek el a mélységben. Érdekes, hogy ez a forradalom nem nélkülözi a szabályokat: a nagy zűrzavarban mégis vannak törvények, amelyeknek hű tükörképét mutatják a Röntgen-színképvonalak. Sokat foglalkoztunk mi e törvényekkel. Itt az ideje, hogy a vezéreket is megismerjük: az antikatódba vágódó elektronokat, amelyek úgy felzúdítyák annak elektronjait, mint a méhkasba betévedt idegen bogár a méheket. Mi lesz e vezérek sorsa? Az, ami a legtöbb vezéré: meghalnak, energiájukat vagy átadják az antikatódnak, vagy pedig sugárzás alakjában kiröpítik a térbe. Ha e sugárzás színképét vizsgáljuk spektroszkóppal, nem látunk benne fekete vonalakat, hanem a fényképezőlemezen folytonos fekete szalag jelenik meg, amelyen legfeljebb árnyalati különbségek vannak. A Röntgen-színképnek ezt a részét *folytonos színképnek* nevezik az előbbi vonalassal szemben. Ez a fékezési sugárzás színeképe, míg a vonalas színkép az antikatód jellemző sugárzásáé. Ezzel a folytonos színképrésszel óhajtunk most részletesebben foglalkozni.

112. **A folytonos színkép tulajdonságai.** Mindenekelőtt megjegyezzük, hogy a sugárzás energiájának tekintélyes része éppen e folytonos színképre esik. A fényképezőlemezen látható fekete vonalak néha azt a hitet keltik az emberben, hogy a sugárzó energia nagyobb része talán e vonalak helyén összpontosul, míg máshova alig jut valami. Ez nem így van. Az erős fekete vonalak csak olyanok, mint a gazdag ember a többiek óriási tömegében: ha a nagy tömeg összeadja a maga kis vagyonkáját, mégis csak több lesz az, mint az egyetlen gazdagé. A folytonos Röntgen-színkép egyes helyeire csekély energia esik ugyan, de a sok gyenge vonal energiájának összege mégis nagyobb, mint a jellemző színképvonalaké.

A folytonos színekpről általános tájékozódást szerezhethünk fényképezőlemez es spektrográffal. Ha egy ilyennel készített képre rátekintünk, rögtön szemünkbe ötlík, hogy a folytonos fekete szalag olyan, mintha a rövid hullámú tartományban hirtelen elvágták volna: egyszerre hirtelen, minden átmenet nélkül megszűnik a feketedés és a lemez olyan átlátszó lesz, mint ahol nem érte sugárzás (98. kép). A színekp hosszú hullámú oldalán nem tapasztalunk ilyesmit: itt a lemez

fokozatosan mindig átlátszóbbá válik, jeléül annak, hogy e tájakon a sugárzás fokozatosan gyengül.

De talán mélyebb bepillantást enged a folytonos színekprészbe az iónkamrás spektroszkóp. A színekp vizsgálata közben a kristályt és vele együtt az iónos kamrát is forgatjuk. Így azután a kamra nyílása a színekpnek mindig más és más része elé kerül. Az iónozás foka tájékoztat bennünket a kamrába jutó sugárzás erősségéről. Persze figyelembe kellene vennünk, hogy mindig más és más hullámú sugárzás jut a kamrába: változik a sugárelnyelés — de e körülménytől egyelőre eltekintünk. A mérések eredményét láthatjuk a 250a. képen. A görbék a



250a. kép. A wolfram energiaszórás görbéi a K sorozat külsőfeszültsége alatt (Ulrey szerint).

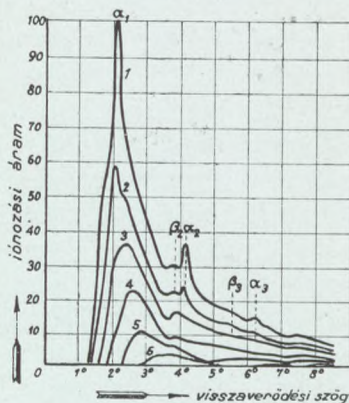
wolfram folytonos színekpében fellépő energiaszórás ábrázolják különböző feszültségek esetén. (ULREY, 1918.) De a legnagyobb feszültség (50 kilovolt) is a wolfram K sorozatának gerjesztési határa alatt van. Így tehát e vonalak nem lépnek föl és nem zavarják meg a görbék szép szabályos menetét. Az L , M vonalcsoportokat pedig a lámpa üvegfala annyira elnyeli, hogy nem igen jönnek számításba. Feltűnően látszik, hogy a görbék bal ága milyen meredeken hajlik le és sok esetben majdnem merőlegesen vágja át a vízszintes tengelyt. Ebből ismét az a tanulság, hogy a sugárzás bizonyos hullámhosszánál hirtelen szűnik meg, ennél rövidebb hullámú sugárzás egyáltalán nincs. Azt is megfigyelhetjük, hogy ez a határ mindig a rövidebb hullámok felé tolódik el, miközben a feszültséget növeljük. Feltűnő ez a határ, mert ilyet sem az izzólámpák, sem a nap színekpében, sem más fényforrásokéban nem ész-

lelünk. E rövidhullámú határtól a hosszabb hullámok felé haladva hirtelen magasra csap föl a görbe: a sugárzás erősödik, de legnagyobb értékének elérése után nem süllyed le ismét hirtelen zérusra, hanem fokozatosan csökken: még 1 Å-nél sem érik el a görbék a vízszintes tengelyt.

Ezek a görbék feltűnően hasonlítanak az úgynevezett *fekete sugárzás* energiagörbéihez — eltekintve a rövidhullámú határtól. Bármilyen állandó hőmérsékletű testben lévő üregből (pl. egy fa odujából) olyan hősugárzás lép ki, amely független a test anyagi minőségétől, csak hőmérsékletétől függ. Viszont a lyukon keresztül az üregbe jutó hő- vagy fénysugár beleveszik abba: majdnem teljesen elnyeli a fal, mintha teljesen fekete volna. Éppen ezért nevezik ezt az üregsugárzást fekete sugárzásnak is. Ennek az anyagi minőségtől független sugárzásnak igen nevezetes törvényei vannak, amelyeknek visszhangja megcsendül a folytonos Röntgen-színkép törvényeiben is, amint ezt az energiagörbék hasonlóságából is sejteni lehet. Egyébként éppen e sugárzás törvényeinek kutatása keltette életre a mai fizika nagy elméletét: a *kvantumelméletet*.

Ha a *K* sorozat gerjesztési határát átlépjük, a görbék már eltorzulnak, mert az erőteljes színképi vonalak egyes helyeken erős ionozást fejtenek ki és a görbéken csúcsokat okoznak. A 250b. képen ugyancsak a wolfram folytonos színképeinek energiagörbéi láthatók 40 és 90 kilovolt között. E görbéket HULL és RICE határozták meg.

113. A rövidhullámú határ és a fékezési sugárzás keletkezésének kvantumelmélete. A folytonos színkép rövidhullámú határa a következő tapasztalati törvényeknek engedelmeskedik. Ez a határ mindenekelőtt *független az antikatód anyagától*, ha a feszültség változatlan. WAGNER nagyfontosságú mérései szerint pedig egy bizonyos feszültség mellett *független a sugárzás irányától*: vagyis bármilyen irányban vizsgáljuk is a folytonos színképet az elektron mozgási iránya körül, ugyanazt a határt kapjuk. Tehát a megfékezett elektron minden irányban ugyanolyan kemény sugárzást bocsát ki. Ez a tapasztalat



250b. kép. A wolfram energiaeloszlási görbéi a *K* sorozat küszöbfeszültsége fölött (Hull és Rice szerint).

ellentétben áll a lökési elmélettel, mert e szerint az elektron mozgási irányában keményebbnek kellene lenni a sugárzásnak, mint hátrafelé. Nagy feszültségi tartományban: 4500 volttól 150,000-ig megállapították, hogy mindig van rövidhullámú határ, *de mindinkább a rövidebb hullámok felé tolódik el.* Bizonyosra vehető, hogy még magasabb feszültség alkalmával is így van ez. Ezeknek alapján sejthetjük, hogy itt egy nagyon általános érvényű és nagyjelentőségű törvényről van szó.

A folytonos színekép rövidhullámú határa végképen megváltoztatta a fékezési sugárzás keletkezéséről alkotott régebbi képet. Elmondottuk, hogy e szerint az elektron megállításkor elektromágneses lökés indul a térbe, amely FOURIER elve alapján folytonosan egymásra következő rezgésszámú hullámokra bontható föl (133. old.). Ezeket a különböző rezgésszámú alkotórészeket teríti szét a kristály Röntgen-színekép alakjában. Tehát egyetlen elektron is megfékezése közben egész színeképet sugároz ki. Azonban a Fourier-féle felbontás szerint a színeképben nincsen legkisebb hullámú sugárzás, hanem a színekép fokozatosan enyészik el.

A lökési elmélet nem tudja megmagyarázni a rövidhullámú határt. Éppen ezért új föltevésre volt szükség a fékezési sugárzás keletkezését illetőleg. Ez az új föltevés meg is született, mikor a kvantumelméletet a Röntgen-sugárzásra is alkalmazni kezdték. Ezt tették meg WIEN és STARK német fizikusok (1907), majd később kiváló hazánkfi, ZEMPLÉN Győző (1913), aki a világháborúban feláldozta életét a hazáért. Abban az időben még nem volt ismeretes a Bohr-féle atómelmélet, csak a rezgő elektron kvantumelmélete. De ennek fordulópontja is az volt, hogy a rezgő elektron energiájában beálló fogyás csak $h\nu$ -vel lehet egyenlő. Ezt a föltevést vitte át BOHR a bolygó-elektronokra is. Úgy a rezgő, mint a bolygó-elektron szakaszos (periódikus) mozgást végez. Tehát a föltevést *csak szakaszosan mozgó* elektronokra alkalmazták. WIEN és STARK föltették, hogy ez akkor is alkalmazható, ha *nem szakaszos* mozgást végez az elektron, hanem hirtelen megfékeződik. Vagyis föltették, hogy az antikatódba vágódó elektron mozgási energiájában beálló fogyás, amely Röntgen-sugár alakjában lát napvilágot, most is egyenlő $h\nu$ -vel. Ezt a föltevést képletben a következő módon fejezhetjük ki. Jelöljük az elektron tömegét m -mel, sebességét az ütközés előtt v_1 -gyel, utána pedig v_2 -vel (ugyanis föltehetjük, hogy az elektron nem veszti el teljesen sebességét). Mivel a mozgási energia általában — figyelmen

kívül hagyva az elektron tömegének változását — egyenlő $\frac{1}{2}mv^2$ -nel, mondhatjuk, hogy

$$\frac{1}{2}mv_1^2 - \frac{1}{2}mv_2^2 = h\nu.$$

Ha az elektron ütközéskor teljes mozgási energiáját elveszti, vagyis $v_2 = 0$ és v_1 helyett v -t írunk, akkor $\frac{1}{2}mv^2 = h\nu$.

De tudjuk, hogy az elektron mozgási energiája kifejezhető a Röntgen-lámpára kapcsolt feszültségkülönbséggel (V) ilyen módon: $\frac{1}{2}mv^2 = e(V)$ Tehát abban az esetben, ha az elektron teljes mozgási energiája árán sugárzást kapunk, érvényes a következő egyenlet:

$$h\nu = eV. \quad (72)$$

Ezt az egyenletet az irodalomban Einstein-féle egyenletnek nevezik, mert EINSTEIN a fényelektromos jelenségek leírására hasonló egyenletet állított föl. Minthogy azonban a Planck-féle állandó fontos szerepet játszik benne és minthogy ez Planck alapvető eszméi nyomán látott napvilágot, ezért PLANCK—EINSTEIN-féle egyenletnek nevezzük.

A lökéselméleti és a kvantumelméleti föltevés között lényeges különbség van. Az előbbi szerint ugyanis a megfékezett elektron összetett sugárzást bocsát ki magából, amelynek folytonos színe van. *A kvantumelméleti föltevés szerint pedig minden elektron egyszerre csak egyetlen meghatározott rezgésszámú (hullámhosszúságú) sugárzást lövell ki,* melynek a színekben egyetlen vonal felel meg. A kibocsátott sugárzás rezgésszáma annál nagyobb, minél nagyobb az elektron energiavesztése. Ezzel egyenesen arányos a rezgésszám és fordítva arányos a hullámhosszúság. Az új föltevés alapján magyarázatát adhatjuk a folytonos színek keletkezésének is. Ugyanis joggal föltehetjük, hogy az antikatódba ütköző elektronok sebessége nem egészen egyező, tehát még a teljes energia elvesztésekor is mindegyik elektron más rezgésszámú sugárzást bocsát ki. De meg arra is gondolhatunk, hogy az antikatódba ütközéskor az elektronok nem veszítik el egyszerre egész mozgási energiájukat, hanem ennek csak egy részét, amely különböző lehet a különféle elektronokra. Így azután megvan annak a lehetősége, hogy a lámpából összetett sugárzás lép ki.

E föltevésből önként következik, hogy a színekép a rövid-hullámú (nagy rezgésszámú) oldalon élesen határolt. Ugyanis a sugárkeltés szempontjából a legkedvezőbb eset az, ha a legnagyobb mozgási energiájú (eV) elektron összes energiája Röntgen-sugárzássá alakul át. Tehát a legnagyobb rezgésszámú (legkisebb hullámú) sugárzás az lesz, amely ilyen elektronok mozgási energiája árán keletkezik. Ennél keményebb sugárzás a föltevés szerint elő nem fordulhat. A hosszú hullámú oldalon viszont nem kell a színeképnek élesen határolva lenni. Ugyanis a felső sebességi határ alatt mindenféle sebességveszteség érheti az elektronokat az antikatódban, akár egymás után többször is, s így a kibácsátott sugárzás rezgésszáma mindig más lesz. Tehát várható, hogy a színekép a hosszú hullámú oldalon elmosódik. Az is sejthető, hogy lesz egy gyakori energiaveszteség, mely nagyon sok elektront ér: ennek megfelelően lesz a színeképben egy legnagyobb energiájú tartomány, az energiagörbének pedig lesz egy maximuma.

A határrezgésszám (ν_{\max}) és a határhullámhosszúság (λ_{\min}) értékét a Planck—Einstein-féle egyenlet szabja meg, ha a V_{\max} a csőre eső feszültség legnagyobb értékét jelenti. Ugyanis

$$h\nu_{\max} = eV_{\max} = h \frac{c}{\lambda_{\min}}.$$

Ebből az egyenletből

$$\nu_{\max} = \frac{e}{h} V_{\max} \text{ és } \lambda_{\min} = \frac{hc}{e V_{\max}}. \quad (73)$$

A határrezgésszám egyenesen arányos, a határhullámhosszúság pedig fordítva arányos a lámpára kapcsolt feszültség legnagyobb értékével. Ezek az egyenletek csak egy föltevés matematikai alakját fejezik ki, de látni fogjuk, hogy a tapasztalattal is összhangban vannak.

A fékezési sugárzás keletkezésének itt vázolt kvantum-szerű elgondolása nem tájékoztat a felől, hogy miképpen terjed a sugárzás a különböző irányokban az elektron fékezési helye körül. Tehát nem marad más hátra, mint a tapasztalati eredményekre támaszkodni, amelyek jól megegyeznek a lökési elméletből levezethető képletekkel. De e képleteket most csak a tapasztalati eredmények számszerű leírásának tekintjük. Ezenfelül fölvetődik még az a kérdés is, hogy a fékezés helyéről vajjon minden irányban elektromágneses hullámok indulnak-e ki, vagy sugárkvantumok. Az előbbit kívánják a kristálylenczéken észlelt híres elhajlási és sugárszövődési jelenségek,

az utóbbit pedig a sugárzásnak adagokban való elnyelése és mindenekelőtt a Röntgen-sugaraknak elektronkiváltó (fényelektromos) hatása. E kérdésre bizonyos fokig válaszol a DE BROGLIE-féle fölfogásmód (301. old.). A fékezési sugárzás sarkítottóságát is tapasztalati eredménynek kell tekinteni.

114. A Duane és Hunt-féle törvény. A folytonos Röntgen-színkép rövidhullámú határát először DUANE és HUNT észlelték (1915) és egyúttal meg is állapították reá vonatkozólag a Planck—Einstein-féle egyenlet érvényességét. Kutatásaik eredményét a következőképen fejezhetjük

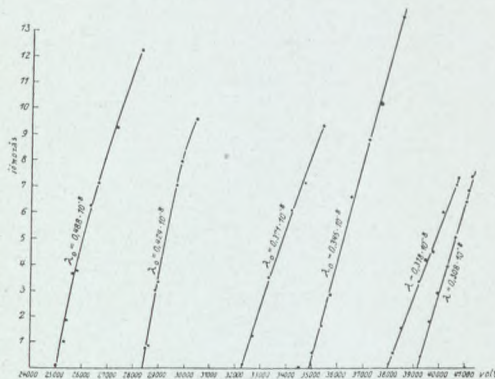
ki: a folytonos Röntgen-színkép rövidhullámú határának (λ_{\min}) és a lámpát tápláló feszültség legnagyobb értékének (V_{\max}) szorzata állandó:

$$\lambda_{\min} V_{\max} = \text{állandó.} \quad (74)$$

Igen nevezetes dolog, hogy az állandó értéke $\left(\frac{hc}{e}\right)$ ismert fizikai

állandókból egyszerű alapl műveletekkel kiszámítható (112. old.). A Planck—Einstein-féle egyenlet tartalmát ebben az alakjában Duane és Hunt-féle törvénynek is nevezik.

A törvényt kísérletileg kétféle módszerrel lehet vizsgálni: egyik az állandó feszültség, a másik az állandó hullámhosszúság módszere. Az első eljárás abban áll, hogy a Röntgen-lámpára pontosan ismert és állandó feszültséget kapcsolunk és egy iónos spektrométerrel fölvesszük a folytonos színkép ionozási görbéjét. Ezt nevezhetjük *állandó feszültségi görbének* (250a kép). E görbe és a hullámhosszúsági tengely metszési helye határozza meg a λ_{\min} -ot. Minthogy a feszültség ismert, a (74.) egyenletből kiszámíthatjuk az állandót. (Fényképezőlemez spektrográfot nem igen használnak e téren pontos mérésekre, de annál inkább gyakorlati célokra.) A második módszer szerint az iónkamrás spektrográfot beállítjuk egy megadott hullámhosszúságra és fokozatosan növeljük a lámpára kapcsolt feszültséget, minden alkalommal megmérve az



251. kép.
Állandó hullámhosszúsági vonalak.

ionozó hatást. A most kapott vonal hirtelen emelkedő egyenes lesz, amelyet *állandó hullámhosszúsági vonalnak* nevezhetünk (251. kép). A hirtelen emelkedés helyéhez tartozó feszültség értékét kell a (74) egyenletbe behelyettesíteni az állandó kiszámítása végett.

E mérésekkel nemcsak a Duane- és Hunt-féle törvényt lehet igazolni, hanem egyúttal föl lehet ezeket használni a nevezetes h állandó pontos meghatározására is. Ugyanis a (74) alapján

$$h = \frac{e}{c} \cdot \text{állandó}.$$

DUANE és HUNT mindkét módszerrel dolgoztak. Az állandó hullámhosszúsági vonalakból azt találták, hogy középértékben

$$h = 6.39 \cdot 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

BLAKE és DUANE (1917) megbízhatóbb értékeket kaptak ugyancsak a második módszer alapján. A méréseket később igen nagy gondnal megismételték DUANE és munkatársai 1921-ben. Állandó feszültségű: 24,413 voltos akkumulátorteletet használva, meglepő határozottsággal tudták észlelni a színekép határát állandó feszültségi görbék fölvétele közben. Az utóbbi mérések eredménye szerint

$$h = 6.558 \pm 0.009 \cdot 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

A használt mészpátkristály állandója $3.029 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, $e = 4.774 \cdot 10^{-10} \text{ e. st. egys.}$ és $c = 2.9986 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}$.

Nem fejezhetjük be e kutatások ismertetését a nélkül, hogy meg ne emlékezzünk WAGNER méréseiről is (1917 és 1920). Ő szintén akkumulátorteletet használt és méréseit 4500 és 10,500 volt, továbbá 1.1 és 2.0 Å között végezte. Iónkamrás spektrométerrel dolgozott az állandó hullámhosszúság módszere szerint, kőso- és mészpátkristályt használva. Gáztartalmú (hideg katódos) lámpájában réz és platina-antikatód volt a sugárforrás. Az utóbbi Wagner-féle mérések eredménye:

$$h = 6.53 \cdot 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

A talált h értékek nagyszerűen megegyeznek a fényelektromos jelenség (6.58), a fekete sugárzás (6.55, 6.53) és a látható színeképvonalak (6.549) körében végzett mérések eredményeivel. Ez a körülmény nemcsak megnyugtató, de meggyőző bennünket arról is, hogy ez a h mennyiség valamilyen nagyon általános érvényű természeti jelenségnek a szimboluma: ez a kvantumszerűség az atomok világában.

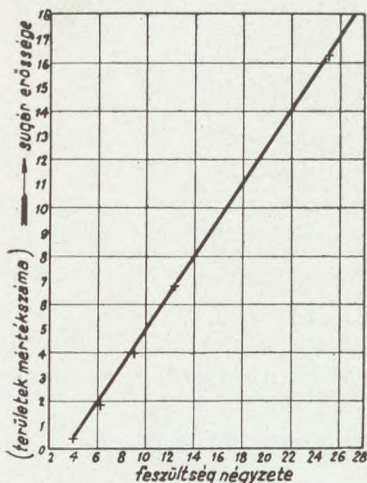
115. A fékezési (összetett) sugárzás erőssége. A sugárzás energiájának nagy része — mint már említettük — a folytonos színekre esik. Ha az antikatód jellemző vonalai az alacsony feszültség miatt nem gerjednek, akkor a folytonos színek energiája egyúttal az összes, a teljes sugárzásét is jelenti.* Sőt sok esetben a vonalas színek föllépésekor is tekinthetjük ezt az egész sugárzás energiájának, mert a vonalaké hozzá képest kicsiny. Már régóta törekedtek arra, hogy akár tapasztalati, akár elméleti úton olyan képlethez jussanak, amelyből előre ki lehet olvasni a sugárzás erősségét. Nyilvánvaló, hogy e képletben szerepel a lámpára kapcsolt feszültség, a Röntgen-áram erőssége és az antikatód anyagi minősége (rendszáma). Természetesen a lámpa egyéni alkata is figyelembe veendő. A teljes sugárzás erőssége alatt értjük a lámpa által 1 másodperc alatt a féltérbe kibocsátott sugárzó energiát. Persze ennek csak kisebb részét mérjük meg, amely egy sugárkúpba esik. De az egészre vonatkozó törvény alakja ugyanolyan lesz, mint az erre vonatkozó — legfeljebb bizonyos állandót kell megváltoztatnunk.

Ha csak pusztán szemmel nézzük is a fluoreszkáló ernyőt, amelyre Röntgen-sugarak esnek, akkor is feltűnik, hogy milyen rohamosan erősödik a fénye a feszültség fokozásakor. Sejtethető, hogy a feszültség igen jelentős tényező a sugárkeltésben. A reá vonatkozó törvény közelebbi alakját az Ulrey-féle görbékől is kiolvashatjuk (250a. kép). A görbék egyik oldala úgyis metszi a vízszintes tengelyt; a másik oldalon pedig gondolatban állítsunk erre egy merőlegest, amely határolja az összes görbét. Az egyes görbék alá eső területeket a teljes sugárzás erősségével arányos mennyiségeknek tekinthetjük. Látjuk, hogy a sugárzás erőssége milyen rohamosan növekszik a feszültséggel. Alkalmas módon megmérve az egyes területeket, a következő kis táblázatot kapjuk:

Feszültség kilovoltban:	Terület önkényes egységben:
20	0.46
25	1.85
30	3.96
35	6.78
40	10.06
50	16.34

* A lámpa üvegfalának elnyelésétől eltekintünk. Gondoljuk, hogy igen vékony alumíniumhártyán keresztül lép ki a sugárzás.

Mérjük fel most egy koordináta-rendszer vízszintes tengelyére a feszültségek négyzetét, a függőlegesre pedig a területek mértékszámát (252. kép). A kapott pontokat összekötve egyenes vonal áll előttünk. Legfeljebb az a feltűnő, hogy ez az egyenes nem megy át a koordináta-rendszer kezdőpontján. Pedig bizonyos, hogyha a feszültség zérus, a sugárzás erőssége is az. Ennek oka az, hogy a lágy sugarakat majdnem teljesen elnyeli az üveg és a levegő, még mielőtt az ionkamrába jutnának. Így azután a mért sugárzás látszólag kisebb a valódinál. Az egyenest tehát kissé följebb kellene tolni, amikor is közelednénk a koordináta-rendszer kezdőpontjához. Mindamellett elárulja ez az egyenes a keresett törvényt:



252. kép. Az összetett sugárzás erősségének változása a feszültséggel.

a teljes sugárzás erőssége közelítőleg arányos a feszültség négyzetével; ha az antikatód anyaga és a Röntgenáram erőssége változatlanul marad. Ezt a törvényt sok régebbi és újabb mérés igazolja. (Rump, Bouwers.)

De tudjuk, hogy egyszerű összefüggés áll fenn a feszültség és a cső belsejében repülő elektronok sebességének legnagyobb értéke (határsebessége) között. Ugyanis (41. old.)

$$\frac{1}{2} mv^2 = eV.$$

Tehát a legnagyobb elektronsebesség négyzete arányos a feszültséggel. Ha az egyenlet mindkét oldalát négyzetre emeljük, akkor

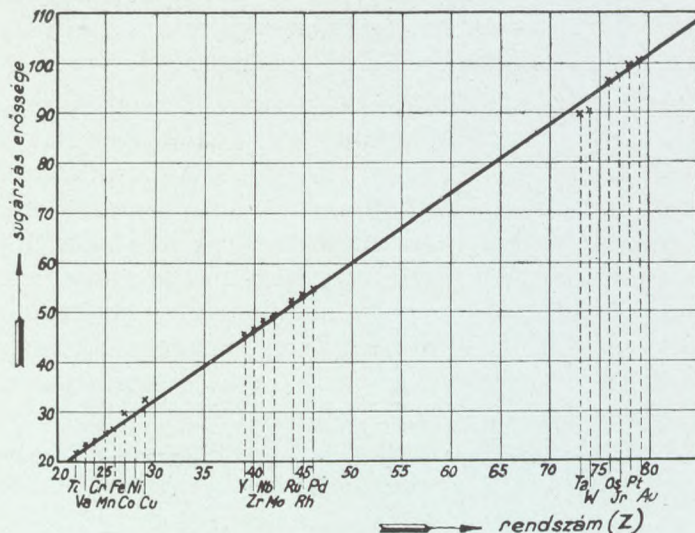
$$\frac{1}{4} m^2 v^4 = e^2 V^2.$$

Ez az egyenlet meg azt mondja, hogy a feszültség négyzete arányos az elektronok határsebességének negyedik hatványával. Tehát módunkban áll a sugárzás törvényébe a feszültség helyett a sebességet behozni. Ekkor a törvény így alakul: *a teljes sugárzás erőssége arányos az elektronok határsebességének negyedik hatványával.*

A törvény ebben az alakjában nagyon emlékeztet bennünket a *fekete sugárzás* egyik nevezetes törvényére: a *Stefan-és Boltzmann-féle törvényre*. E szerint a fekete test felület-

egysége által egy másodperc alatt kisugárzott energia arányos az abszolút hőmérséklet negyedik hatványával. A Röntgen-sugarak körében a hőmérséklet szerepét átveszi az elektronok határsebessége. Íme tehát nemcsak a kétféle sugárzás energia-görbéi hasonlítanak egymáshoz, hanem a sugárzási törvények alakja is.

Ugyancsak régi tapasztalat az is, hogy egyébként azonos körülmények között a teljes sugárzás erőssége nagyobbodik,



253. kép. Az összetett sugárzás erősségének változása az antikatód rendszámával.

ha antikatódnak nagyobb rendszámú elemet választunk. Hiszen már RÖNTGEN megállapította, hogy a platina nagyon alkalmas erre. A sugárzás erőssége és az elemek rendszáma között lévő pontosabb összefüggést KAYE határozta meg. A sugárzások összehasonlítására ionkamrát használt. A platina sugárzását 100-zal jelölte. A többi elemét azonos körülmények között megfelelően kisebb számmal. Hogy könnyen tájékozódjunk a keresett összefüggés felől, az eredményeket rajzban is ábrázoljuk (253. kép). A vízszintes tengelyre fölmérjük az elemek rendszámát, a függőlegesre pedig a sugárzás erősségét. A kapott kis + -ek elég jól összeköthetők egyenes vonallal. Ebből levonhatjuk a következő nevezetes törvényszerűséget: *a teljes sugárzás erőssége arányos az antikatód anyagának rendszámával, egyébként változatlan sugárgeltéskor.*

Megerősítették ezt az eredményt DUANE és SHIMIZU mérései is, akik Cu, Ni, Co és Fe antikatódot használtak 20 és 40 kilovolt

között. De még megnyugtatóbb igazolást nyert ez WAGNER és KULENKAMPPF nagy pontosságú mérései alapján (1922), amelyekről nemsokára megemlékezünk.

Szólnunk kell még valamit a teljes sugárzásnak a Röntgen-áram erősségétől való függéséről is. A tapasztalat azt mutatja, hogy változatlan feszültség és antikatód esetén a *teljes sugárzás arányos a Röntgen-áram erősségével*. Ez egészen természetes. Ugyanis ahányszor nagyobb lesz a Röntgen-áram erőssége, annyszor több elektron éri egy másodperc alatt az antikatódot, tehát annyszor erősebb lesz a sugárzás is.

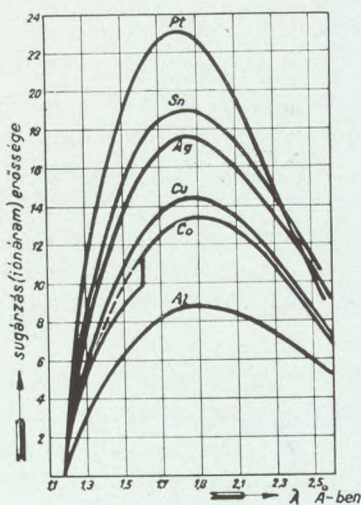
Többen megvizsgálták, hogy a Röntgen-lámpa, mint energiaátalakító készülék, mennyiben gazdaságos, mekkora a *hasznossági tényezője*. Kiderült, hogy a Röntgen-lámpa bizony nem valami gazdaságos kis gép, mert a katódsugarak energiájának átlag csak néhány ezredrészét kapjuk vissza Röntgen-sugárzás alakjában, a többi elvész ránk nézve: hővé alakul át. Joggal mondtuk tehát: hogy a Röntgen-sugár csak morzsa a hőkirály asztaláról! Majdnem ilyen morzsa a termelt hőhöz képest a fény is, amelyet az izzólámpák kisugároznak. Nem csoda, hogy régóta vágyódnak az emberek a hidegfényű lámpákra, amelyek világítanak a nélkül, hogy melegítenének is. Megközelítik ezeket a gázkisülésű csövek. Hasonlóan vágyakoznak a hideg Röntgen-sugarak után is, amelyek hőfejlődés nélkül keletkeznének. Ez esetben a hasznossági tényező bizonyára nagyobb lenne! Az ilyen lámpáktól még távolabb vagyunk, mint a hidegfényűektől. S kérdés, hogy egyáltalában lehetséges-e ilyeneket szerkeszteni.

Egyébként a hasznossági tényező annál nagyobb, *minél nagyobb a feszültség és minél nagyobb az antikatód anyagának rendszáma*. Az E_K energiájú katódsugarak által keltett Röntgenenergia legyen E_R , akkor $\frac{E_R}{E_K} = 10^{-6} \cdot V \cdot Z$, ahol V a feszültség kilovoltban és Z a rendszám.

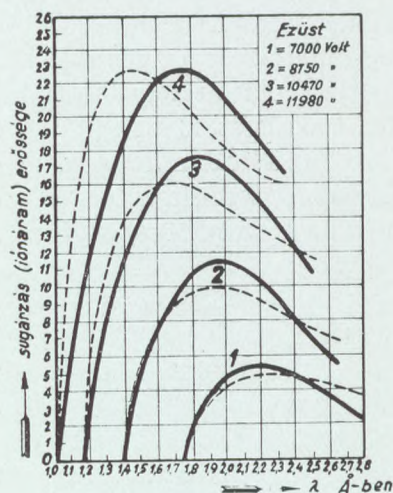
116. Energiaeloszlás a folytonos színekben. A teljes sugárzás energiáján kívül még az is érdekel bennünket, hogy miképen oszlik el ez az energia a színekben, milyen hullámokra esik a legtöbb energia, általában véve milyen az energiagörbe alakja. E felől nagyjában már az Ulrey-féle görbék alapján (336. oldal) is tájékozódhatunk, legalább is wolfram antikatód esetében. De az általános törvények megállapítása WAGNER és KULENKAMPPF nevéhez fűződik. Ők több elem (Al, Fe, Co, Ni,

Cu, Ag, Sn, Pt) energiagörbét meghatározták 10,470 volt állandó feszültség esetén. Ezenfelül két elem (Ag és Pt) energiagörbéjének a feszültségtől való függését is megállapították 7 és 12 kilovolt között.

Méréseiknek különösen az kölcsönöz nagy jelentőséget, hogy az észlelt energiagörbék alapján megszerkesztették az *antikatód valódi sugárzásának* energiagörbéit is. Az észlelt sugárzás ugyanis több ok miatt különbözhetik a valóditól.



254a. kép. Különböző elemek energiaeloszlási görbéi azonos feszültség mellett.



254b. kép. Az ezüst energiaeloszlási görbéi különböző feszültségek mellett.

Ezek a következők: 1. A kristály csak egy részét veri vissza a megfelelő hullámú sugárzásnak és ez a rész is változhat a hullámhosszával. 2. A sugárzásnak keresztül kell menni a lámpa üveg- vagy alumínium-falán, jó vastag levegőrétegen, az ionkamra ablakán, míg annak belsejébe jut; ez meg csak egy részét nyeli el. 3. Egyes sugarak magában az antikatódban is gyengülnek, ha mélyebb részeiből származnak. 4. Az ionozó hatás függhet a hullámhosszától: vagyis az egyenlő energiájú, de különböző hullámú sugárnyalábok különböző ionozási áramokat termelhetnek.

WAGNER és KULENKAMPPF az ionkamrás spektrométerrel fölvett nyers energiagörbéket e körülmények figyelembevételével kijavították, korrigálták. Az antikatód elnyelésére való tekintettel kijavított görbék láthatók a 254a. képen. Látható, hogy a görbék csúcsa kicsit eltolódik a rövidhullámok felé

az elemek rendszámának növekedésekor. E görbékét a megadott állandó akkumulátorfeszültség mellett vették föl. A 254b. képen megrajzoltuk az ezüst energiagörbéit négy különböző feszültség mellett. A vastagon kihúzott görbék csak az antikatód elnyelésére való tekintettel vannak javítva. A pontozottak ellenben az összes említett zavaró körülményekre: ezek tehát a valódi energiaeloszlási görbék.

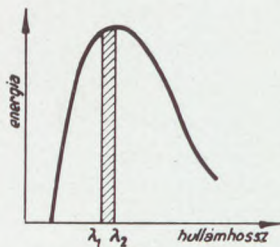
KULENKAMPFF e nagy és megbízható tapasztalati anyag alapján megállapította az energiaeloszlás törvényét matematikai képlet alakjában. Valamely λ hullámhosszúságú sugárzás erőssége arányos az energiagörbe magasságával a kiválasztott λ hullámú hely fölött (vízszintes tengely). Jelöljük e sugárzás erősségét I_λ -val. A görbékéből látjuk, hogy ez függ mindelektől a hullámhosszúságtól, az antikatód anyagától, a lámpára kapcsolt feszültségtől és még a Röntgen-áram erősségétől.* Mind e körülményeket figyelembe véve KULENKAMPFF azt találta, hogy

$$(75) \quad I_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^2} \left[Z \left(\frac{1}{\lambda_{\min}} - \frac{1}{\lambda} \right) + c_2 Z^2 \right].$$

E képletben c_1 és c_2 állandók, melyeknek értéke csak a Röntgen-áram erősségével változik. A λ_{\min} jelenti a legrövidebb hullámhosszat: a színekép határát, amely a lámpára kapcsolt feszültségtől függ, Z az antikatód anyagának rendszáma. Ha $\lambda = \lambda_{\min}$, akkor a szögletes zárójel első tagja zérus, a második pedig elhanyagolható, mert a c_2 igen kicsiny szám. Ha $\lambda < \lambda_{\min}$, a képlet teljesen elveszti érvényességét.

[KULENKAMPFF a képlet levezetése végett megrajzolta az előbbi görbéknek megfelelő vonalakat úgy, hogy a koordináta-rendszer vízszintes tengelyére nem a hullámhosszat, hanem a rezgésszámot mérte föl a jól ismert

$$\nu = \frac{\lambda}{c}$$



255. kép. Energiaeloszlási görbe.

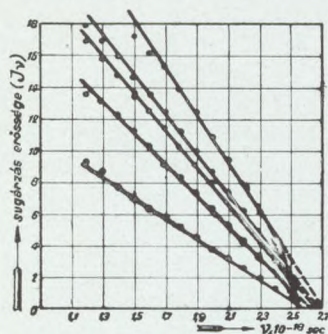
képlet alapján. Ez új energiagörbék megszerkesztése nem olyan egyszerű, mint első pillanatra gondolnánk. Ugyanis nem elég egy λ értéknek megfelelő ν -t kiszámítani és erre ugyanolyan magas színeképsávot állítani, mint a λ szerint vett energiagörbe kívánná. Ezt rögtön belátjuk. Szemeljük ki a λ szerint rajzolt görbe egy kis szakasza alá eső sávot, amelyet a λ_1 és λ_2 hullámhosszak határolnak. Ennek a területe: a $(\lambda_2 - \lambda_1)$ különbség megszorozva a sáv magas-

* Tulajdonképpen még a sugárzás irányától is, ezért gondoljunk egy bizonyos irányú sugárzásra.

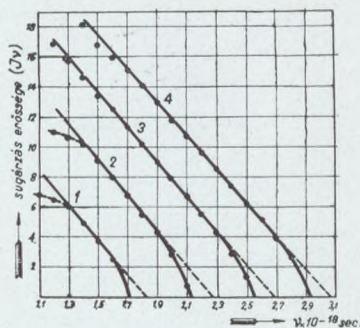
ságával (255. kép). Ez a terület arányos a λ_1 hullámra eső sugárzás energiájával. Vajjon milyen magasnak kell vennünk a ν_1 -hez tartozó sávot? Mindenekelőtt fejezzük ki a $(\lambda_2 - \lambda_1)$ különbséget a ν -vel (318. oldal.):

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{c(\nu_1 - \nu_2)}{\nu_1 \nu_2} \sim \frac{c}{\nu_1^2}(\nu_1 - \nu_2),$$

mert a nevezőben közelítőleg egyenlőnek tekinthetjük a $\nu_1 \nu_2$ szorzatot a ν_1^2 -tel. Ebből az a tanulság, hogy a színeképsávnak megfelelő energiát nem kapjuk meg, ha az energiagörbe magasságát egyszerűen a $(\lambda_2 - \lambda_1)$ -nek megfelelő $(\nu_1 - \nu_2)$ különbséggel megszorozzuk, hanem még szorozni kell c -vel: a fény sebességével és osztani kell a rezgésszám négyzetével



256a. kép. A 254a. görbék a rezgésszám szerint megrajzolva (A C_0 hiányzik).



256b. kép. A 254b. görbék a rezgésszám szerint megrajzolva.

(ν_1^2). Különösen az utóbbi a fontos. Ugyanis ebből sejthetjük, hogy a kis rezgésszámok körében a görbe rohamosan fog emelkedni, míg a másik oldalon lapos lesz. KULENKAMPPF néhány elem λ -energiagörbéje helyett a 256a. képen ábrázolt ν -energiagörbéket kapta. A vízszintes tengelyre az óriási rezgésszámok vannak fölmérve; a számjegyek ezeknek a 10^{-18} -val való szorzatát jelentik: a rezgésszámok tehát trilliórendűek.

Meglepő, hogy az előbbi szép görbék helyett majdnem egyenes vonalakat kapunk, amelyek a jobboldalon mind egy pontba futnak össze: a határrezgésszámnál összetalálkoznak. A baloldalon a kis rezgésszámok körében valahol mégis csak nullára kell leesniök, hiszen e kis rezgésszámokra eső energia föltétlenül zérus. A pontokból látszik is a vonalak törekvése a lefelékanyarodásra. Hasonlóan ábrázolhatjuk az ezüst előbbi (254b. kép) energiagörbéit is a rezgésszámok szerint (256b. kép). Ekkor egymással körülbelül párhuzamosan haladó egyeneseket kapunk, amelyek a feszültség növekedésével mindinkább fölfelé tolódnak el. Egy dolog azonban megegyezik rajtuk: a vonalak jobboldali lekanyarodása minden feszültség mellett körülbelül ugyanolyan magasan kezdődik.

Az energiagörbe átalakításával csak az volt a célunk, hogy az előbbi görbevonalak helyett körülbelül egyeneseket kapjunk, amelyek-

ből sokkal könnyebben kiolvashatjuk a törvényeket. A 256c. képen kissé határozottabban törtük meg a ν -görbét. (Kihúzott vonal: $A+B$). Látható, hogy ez egyúttal két másik vonal eredőjének is tekinthető: egyik a pontozott A egyenes, amely éppen a határrezgésszámnak megy neki; a másik pedig a szakadozottan húzott B vízszintes, amely meg a fővonal törési pontján megy át. Szemeljünk ki most egy keskeny színképsávot a ν -tengely egy pontja fölött. Ez a sáv két darabra bontható föl: az A vonalig terjedő részéhez még hozzá kell adni a B -ig terjedő alsó szakaszát, hogy a vastagon kihúzott $A+B$ -ig terjedő egész darabot megkapjuk. Az A -ig eső rész annál magasabb lesz, minél távolabb vagyunk a határrezgéstől (ν_{\max}). Pontosabban ennek a magassága (I_ν) arányos a $(\nu_{\max}-\nu)$ távolsággal:

$$I_\nu^A = C_1 (\nu_{\max} - \nu).$$

Ha $\nu = \nu_{\max}$, akkor az intenzitás zérus. Az arányossági tényező (C_1) annál nagyobb, minél nagyobb az elem rendszáma (Z), mint a 256a. képen látható. Az egyenesek hajlásából meg lehet állapítani, hogy a C_1 arányos az elem rendszámával, de független a feszültségtől:

$$C_1 = C \cdot Z,$$

ahol C egy új arányossági tényezőt jelent. Így tehát a ν rezgésszámú sugárzás erőssége:

$$\tilde{I}_\nu^A = C Z (\nu_{\max} - \nu).$$

A színképsávnak B alá eső szakasza független a rezgésszámtól, sőt — mint a 256b. kép ezüstgörbéi igazolják — a feszültségtől is. Ellenben változik az elem rendszámával, mégpedig arányos ennek négyzetével. Tehát

$$I_\nu^B = b_1 Z^2.$$

Az egész színképsáv erőssége:

$$I_\nu = I_\nu^A + I_\nu^B = C [Z (\nu_{\max} - \nu) + b Z^2].$$

Úgy a C , mint a b a feszültségtől és az antikatód anyagának rendszámától független állandókat jelentenek ($b = b_1/C$).

Semmi akadály a sincs annak, hogy a rezgésszámról most ismét visszatérjünk a hullámhosszúságra. A ν -görbe pontjainak magasságát úgy kaptuk meg a λ -görbééből, hogy az utóbbi pontjainak a magasságát $\frac{c}{\nu^2}$ -tel szoroztuk. Az I_ν tulajdonképpen a ν -görbe pontjainak magasságával arányos. Tehát most vissza kell csinálni, amit előbb tettünk. Vagyis az I_ν értékét osztani kell $\frac{c}{\nu^2}$ -tel, tehát szorozni kell $\frac{\nu^2}{c}$ -vel. De

$$\frac{\nu^2}{c} = \frac{c^2}{\lambda^2} : c = \frac{c}{\lambda^2}.$$

Tehát

$$I_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} C \left[Z \left(\frac{c}{\lambda_{\min}} - \frac{c}{\lambda} \right) + b Z^2 \right].$$

Ez a képlet fejezi ki a Röntgen-sugárzás energiájának eloszlását a

folytonos színekben. Ha ismerjük a feszültséget (λ_{\min}) és az anti-katód anyagát (Z), továbbá a C és b állandót, akkor kiszámíthatjuk egy tetszőszerinti hullámra eső energiát. Ha most még a c -t is kiemeljük a kerek zárójelből a szögletes elé és bevezetjük a következő jelölést $c^2 C = c_1$ és $b/c = c_2$, kapjuk a (75.) képletet.]

Az ezüstgörbékéből (254b. kép) látható, hogy az energياجörbe csúcsa a feszültség növelésekor mindig a rövidebb hullámok felé tolódik el. Hasonló törvényszerűség tapasztalható az izzótestek színekében, főképen a fekete sugárzás spektrumában is. Mégpedig itt érvényes az úgynevezett Wien-féle eltolódási törvény, amely szerint az energiamaximum helyének (λ_{\max}) és az abszolút hőmérsékletnek (T) szorzata állandó a hőmérséklet emelése közben:

$$\lambda_{\max} T = \text{állandó.}$$

A többször említett hasonlóság alapján azt váránk, hogy ilyenféle törvény érvényes a Röntgen-színekben is. A Kulenkampff-féle képlet alapján ki lehet mutatni, hogy abban az esetben, ha a c_2 állandót elhanyagolható kicsinynek tekintjük: zérusnak vesszük, a színek határa (λ_{\min}) és az energiamaximum helye (λ_{\max}) között a következő összefüggés áll fenn:

$$\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = \frac{3}{2}^*$$

De tudjuk (341. oldal), hogy

$$\lambda_{\min} = \text{állandó} \cdot \frac{1}{V_{\max}}$$

Behelyettesítve ezt az előbbi egyenletbe:

$$\lambda_{\max} V_{\max} = \text{állandó} \cdot \frac{3}{2} = \text{Állandó.}$$

Tehát a feszültség növelésével az energياجörbe csúcsa úgy tolódik el a rövid hullámok felé, hogy a csúcshoz tartozó hullámhosszúság és a feszültség szorzata állandó marad.** Ez a Wien-féle eltolódási törvény visszhangja a Röntgen-színekben. Természetesen a feszültség helyett beírhatjuk e képletbe az elektron határsebességének a négyzetét is: ekkor csak az állandó értéke változik meg.

A Kulenkampff-féle képletből egyúttal azt is ki lehet számítani, hogy miképen függ a folytonos színek teljes ener-

* Ezt az eredményt úgy kaphatjuk meg, hogy kiszámítjuk az I_{λ} mennyiség differenciál-hányadosát a λ szerint és ezt zérussal tesszük egyenlővé. Az így nyert egyenletből kapható az eredmény.

** A lámpára kapcsolt feszültség nem ingadozó, tehát V_{\max} nem a legnagyobb, hanem a mindenkor értékét jelenti.

giája a feszültségtől és a rendszámtól. Az eredmény megegyezik az előbbi tapasztalati szabályokkal.

KULENKAMPPF az egyes színeképi tartományok energiáját iónos kamrával mérte meg. Igaz, hogy a mérési eredmények feldolgozásakor figyelembe vette, hogy az iónos kamra a beeső sugárzásnak csak egy részét nyeli el és kiszámította, hogy mekkora lenne az iónozás a teljes sugárelnyeléskor, mégis fölvetődik az a kérdés, hogy vajjon jogosan lehet-e a keletkező iónok számából a különböző hullámú sugárzások erősségére következtetni. Ugyanis lehetséges, hogy ugyanolyan energiájú de különböző hullámú sugárnyalábok teljes elnyeléskor is különböző számú iónt termelnek. KULENKAMPPF a 0.56 \AA -tól 2 \AA -ig terjedő színeképi tartományban gondos mérésekkel megállapította, hogy ez nem így van. E célból meg kellett mérni energiaegységben a különböző hullámú sugárnyalábok erősségét. Erre ő igen érzékeny hőoszlopot használt (413. old.). A mérések eredménye az volt, hogy az említett hullámtartományban ugyanolyan erősségű sugárzás ugyanannyi iónt termel, ha mindjárt különbözők is a hullámhosszúságok, csak az a fontos, hogy a sugárzást teljesen ióntermelésre fordítsuk, vagyis teljes elnyelés legyen.

A Röntgen-sugárzás energiájának színeképi eloszlására SOMMERFELD, KRAMERS és WENTZEL elméleti úton vezettek le képleteket, amelyek elég jól megegyeznek a tapasztalattal.

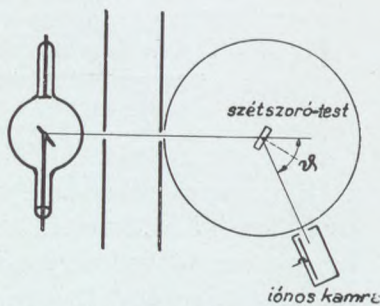
XVI. FEJEZET.

Másodlagos jelenségek a Röntgen-sugárzás körében.

1. A Röntgen-sugarak szétszóródása.

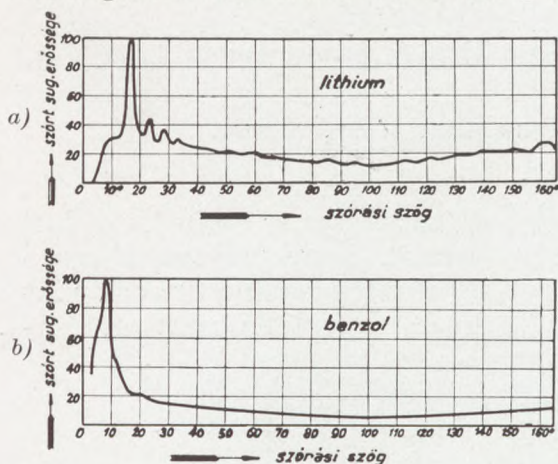
A nyári napnak perzselő tüze ellen megvéd az árnyék. Azt lehetne gondolni, hogy a Röntgen-lámpa tüzével szemben is megvéd egy jó ernyő: az ólomfal. Igaz, hogy ez elfogja a legveszedelmesebb sugarakat, de nem fog el mindent. Valamint az árnyékban ránk esik a környező testekről visszavert, szétszórt napfény, éppen úgy jut ránk az ólomfal mögött is a körülöttünk lévő testekről szétszóródó Röntgen-sugárzás. Ugyanis minden test — amelyre Röntgen-sugár esik — saját maga is X-sugárzás forrásává válik. Ezt nevezik *másodlagos* vagy más néven *szétszórt sugárzásnak*. Ezzel óhajtunk most közelebbről foglalkozni.

117. A szétszórt sugárzás tulajdonságai. A szórás együttható. Mindekenélőtt az érdekel bennünket, hogy miképen függ e szétszórt sugárzás erőssége az észlelés irányától. Erről egy Röntgenspektrométerhez hasonló kísérleti eszközzel tájékozódhatunk (257. kép). A Röntgen-lámpa összetett sugárzásából alkalmas szűrőkkel kiválasztunk egy ismert hullámú sugárnyalábot. Ezt a szétszóró testre ejtjük, amelyet gondosan védünk a zavaró sugárzásoktól. A szétszóró test körül körosztályzaton iónos kamra forgatható, amelybe a szétszórt sugárzás beleesik. A beeső sugár iránya és a szórás észlelési iránya által bezárt szöget nevezik *szórási szögnek*. (A kristályról való visszaverődéskor megfelel ennek az eltérítési szög.) A sugárzásnak a szétszóró testben való elnyelését is figyelembe kell venni. Erre egyszerű módszerek vannak, ha a test lemezalakú. Egyébként, ha a szórt sugárzás elég kemény és a test méretei kicsinyek, ettől el is lehet tekinteni.



257. kép. A szétszórt sugárzás mérése.

Ilyen és hasonló berendezéssel nagyszámú mérést végeztek szilárd és cseppfolyós testekkel, továbbá gázokkal egyaránt: szén, lithium, papír, benzol, víz, argon, széndioxid stb. Ha lithiumra a molibdén $K\alpha$ sugárzása esik, a szétszórt sugárzás erősségének térbeli eloszlását a 257a. görbe ábrázolja. A vízszintes

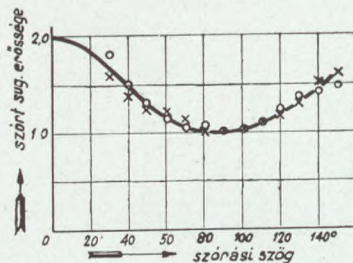


257. kép.

A lithium (a) és benzol (b) szórási görbéje.

pedig arra merőlegesen. Még feltűnőbb ez a jelenség benzol esetében (257b. kép). Ezt a tapasztalatot úgy is kifejezhetjük, hogy a beeső sugár irányától számított 0–90°-nyi tartományba eső szétszórt sugárzás energiája nagyobb, mint a 90 és 180° közé eső sugárzása. Nagyon szép szabályos görbét sikerült kapni az argon és a széndioxid sugárszórásának mérésekor, ismét a molibdén $K\alpha$ sugárzását használva gerjesztő sugárzás gyanánt (257c. kép).

A beeső sugár irányának közelében észlelhető erős szóródást, mely viaszon is jól megfigyelhető, elhajlási jelenségnek tulajdonítják. Ugyanis fölteszik, hogy bizonyos szabályosan elrendezett molekulacsoportok vagy kristályszemcsék errefelé erős sugárnyalábot hajlítanak el, hasonlóan a Debye és Scherrer-féle jelenséghez. Megvizsgálták a kristályok (kőszó és mészpát) által szétszórt sugárzást is és erősségének eloszlását az előbbivel megegyezőnek találták. (Természetesen külön figyelemmel voltak az elhajlított nyalábra.)



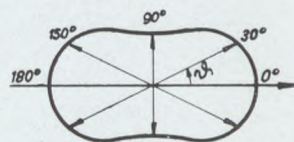
257c. Az argon (x) és a széndioxid (o) szórási görbéje.

Elméleti úton is levezettek olyan képletet, amely a szétszórt sugárzás térbeli eloszlását elég híven kifejezi. A levezetés a rezgő elektronra támaszkodott. Ugyanis föltették, hogy a szétszóró test elektronjai a rájuk eső sugárzás hatására rezegni kezdenek és maguk is másodlagos sugárforrássá válnak. A levezetett képlet szerint a szórt sugárzás erőssége egy bizonyos irányban:

$$I_{\text{szórt}} = \text{állandó} \cdot (1 + \cos^2 \vartheta);$$

az állandó értéke függ a beeső sugárzástól, a ϑ a szórási szöget jelenti. A 0° -ú szög cosinusa egyenlő $+1$ -gyel, a 180° -osé meg -1 -gyel; de a mínusz jel most nem számít, mert a zárójelen belül a cosinus négyzete szerepel.

Ebből következik, hogy a beeső sugár mentén és vele ellenkező irányban várható a legerősebb szórt sugárzás. (258. kép.) Ellenben reá merőlegesen már gyengébb, mert ekkor a $\vartheta = 90^\circ$, már pedig a 90° -os szög cosinusa egyenlő zérussal. Így a zárójelen belül csak az 1 marad. Érdekes, hogy ez a képlet, amelyet a rezgő elektronra támaszkodva vezettek le, a tapasztalattal elég jól megegyezik, ha a szórási szög 90° -nál nagyobb.



258. kép. A szórt sugárzás erősségének változása az iránnyal.

Mérés útján meghatározhatjuk a szórási együtthatónak jó közelítő értékét is. Ugyanis nem kell mást tenni, mint 1 négyzetcentiméter nagyságú és 1 gramm tömegű lemez által mp-ként szétszórt sugárzást ($I_{\text{szórt}}$) teljesen megmérni vagy néhány mérésből képlet segítségével kiszámítani, miközben a sugárzás merőlegesen esik rá;* ha ezenfelül még ismerjük a beeső sugárzás erősségét (I_0), akkor már módunkban áll kiszámítani a szórási együtthatót is, mégpedig a tömegegységre vonatkoztatva. Ugyanis

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{I_{\text{szórt}}}{I_0}. \quad (76)$$

[Ezt a következőképen láthatjuk be. Vegyük föl, hogy a (40) egyenlet a mi esetünkben érvényes. Ekkor, tekintettel a (43) egyenletre

$$I_0 - I = I_{\text{elnyelt}} + I_{\text{szórt}} = I_0 (\bar{\mu} + \sigma) d.$$

Ebből

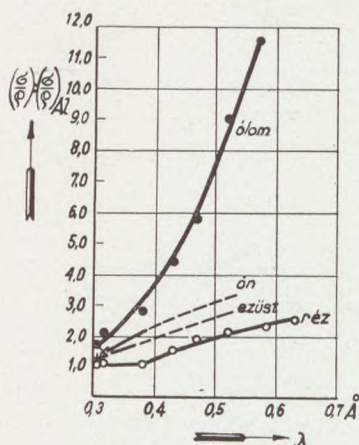
$$I_{\text{szórt}} = I_0 \sigma d = I_0 \frac{\sigma}{\rho} (d\rho).$$

Mínt hogy föltételünk szerint $d \cdot \rho = 1$, az utóbbi egyenletből σ/ρ részére kapjuk a (76) eredményt.]

* Erős sugárzáskor célszerű vékonyabb és kisebb lemezt venni és a (40. és 43.) képlet szerint számolni.

A másodlagos sugárzásban persze fölléphet a szétszóró anyagnak egyik-másik jellemző sugárzása is: ezt figyelembe kell venni. A zavaró körülmények számbavétele sokszor olyan nehéz, hogy meg kell elégedni a szórási együtthatónak közelítő meghatározásával.

A mérések a következő eredményekre vezettek: A szórási együttható az elemek *rendszámával* együtt rohamosan nő, ha a gerjesztő sugárzás hullámhossza változatlan.



259. kép. A szórási együttható változása a hullámhosszúsággal.

Viszont a *hullámhosszúsággal* is változik ugyanazon elem esetében. Általános szabályképen mondhatjuk, hogy értéke növekszik a beeső sugárzás hullámhosszával: a lágyabb sugarak jobban szétszóródnak, mint a kemények; mégpedig különösen a nagy rendszámú elemek körében van ez így. E szabályszerűségek nagyon szépen kifejezésre jutnak a 259. görbéken, amelyek BARKLA és DUNLOP mérései alapján készültek. A szórási együtthatók tulajdonképpen az alumínium megfelelő együtthatójával el vannak osztva. A nagyon kemény sugárzási tartományban a szórási együttható általában nagyon kicsiny értékeket vesz föl;

még kisebb itt a valódi elnyelési együttható (μ/ρ), úgyhogy tulajdonképpen az egész sugárgyengülés mégis szétszóródásból áll. Föltehetjük, hogy a hullámhosszúsággal együtt a szórási együttható is, meg a valódi elnyelési együttható is a zérus felé közeledik; másszóval a rendkívül kemény sugárzást sem szét nem szórják, sem el nem nyelik a testek.

Valamelyik *elnyelési határ átlépésekor* a szórási együttható értéke egészen csekély mértékben változik meg. Itt nem tapasztalhatók olyan nagy ugrások, mint a valódi elnyelési vagy a gyengítési együttható értékében.

A mondottak alapján talán kételyünk támad az iránt, hogy a szórási együtthatótól — a sugárzás teljes gyengülésének kiszámításakor — el lehet tekinteni nagyrendszámú elemek és hosszú hullámok esetén. Hiszen az ólom szórási együtthatója nemcsak jóval nagyobb, mint a rézé, vagy az ezüsté, hanem ezenfelül még rohamosan növekszik is a hullámhosszal. De nem kell aggódnunk. E tekintetben nem az a fontos, hogy az

ólom szórási együtthatója önmagában véve mekkora, hanem csak az, hogy mekkora a valódi elnyelési együtthatóhoz ($\bar{\mu}/\rho$) képest. Ehhez képest pedig nyugodtan elhagyható a gyakorlatban előforduló esetekben, mint arról a 12. és 14. táblázat meggyőz bennünket.

A szétszórt sugárzás *polározási állapotát* már korábban ismertettük (125. oldal).

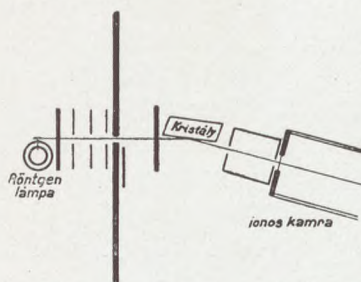
A szétszórt sugárzás forrása gyanánt rezgő elektronokat tekintve az elmélet azt mondja, hogy a tömegegységre vonatkoztatott szórási együttható független az anyagi minőségtől és számértéke körülbelül 0.2 az összes elemekre és bármilyen sugárzásra vonatkozólag, kivéve a hidrogént, amelyre ez a számérték 0.4. Azonban jól tudjuk, hogy a rezgő elektron nem volt alkalmas a Röntgen-színkép törvényszerűségeinek megmagyarázására, tehát most is csak közelítő szabályról lehet szó. Csakugyan így is van! A fenti számérték (0.2) csak az egészen kis rendszámú elemekre érvényes. Ebből az a tanulság, hogy a rezgő elektron a szétszóródás törvényeinek megmagyarázására sem nagyon alkalmas.

Nézzük hát, milyen képet alkothatunk magunknak a jelenségekről a bolygók módjára keringő elektronok alapján, amelyek csak sugárkvantumokban vehetik föl vagy adhatják ki az energiát. A sugárszórást a legegyszerűbben úgy képzelhetjük el, hogy a sugárkvantumok ráesnek az atomok halmozására: egyik részük bejut az atom belsejébe, elektronokkal szövetkezik össze, másik részük pedig rendszertelenül szétszóródik, mint a sebesen haladó vízsugár részecskéi, ha hirtelen szilárd testbe ütköznek.

Vajjon az ütközés után a sugárkvantum megtartja-e a maga eredeti energiáját, vagy esetleg veszteséggel vagy nyereséggel kerül ki az atom birodalmából? Ez más szóval azt jelenti, hogy a szétszórt sugárzás hullámhossza (rezgésszáma) megegyezik-e a beesőével, vagy megváltozik. Természetesen a változásra is elő kell készülni: hiszen nem zárhatjuk ki az energiacserét az atom és a sugárkvantum között. Valóban így is van, amint arról mindjárt meggyőződünk. A rezgő elektron most ismét bajba jut, mert csak olyan rezgésszámú sugárzást szór szét, amilyen gerjeszti.

118. A Compton-féle jelenség. A fehér fal vagy a fehér papírlap szétszórja a ráeső fényt, de színét nem változtatja meg: a beeső fénykvantumok nagy része sértetlenül szabadul ki az atomok kötelékéből. Ez a közönséges *fényszóródás*,

amellyel színváltozás nem jár együtt. De régóta ismeretes, hogy nem minden test viselkedik így. Ha a Röntgen-vizsgálatokban használt báriumplatinciánür-ernyőre ibolya sugarakat ejtünk, az ernyőt kékesszínűnek látjuk; az ibolyántúli láthatatlan sugarak hatására meg halvány ibolyaszínben világít. Még feltűnőbb az a jól ismert jelenség, hogy az ernyő a láthatatlan Röntgen-sugarak hatására meg zöldessárga fényt bocsát ki. Ez a jelenség már színváltozással járó fényszóródás, ezt *fluoreszcenciának* nevezik. Ismeretes, hogy a kékszínű fény hulláma hosszabb, mint az ibolyaé; nem is kell mondanunk,



260. kép. Compton kísérleti berendezése.

hogy a zöldszínű sugár hullámhossza (körülbelül 5500 Å) meg több ezer-szer felülmúlja a közepes keménységű Röntgen-sugárét. A fluoreszcencia jelensége tehát abban áll, hogy rövidebb hullámú sugarak hosszabb hullámúakká vagy nagyobb rezgésszámú sugarak kisebb rezgésszámúakká alakulnak át. Ez a változás igen tekintélyes lehet: gondoljunk csak az 1 Å-ű Röntgen-nyalábra,

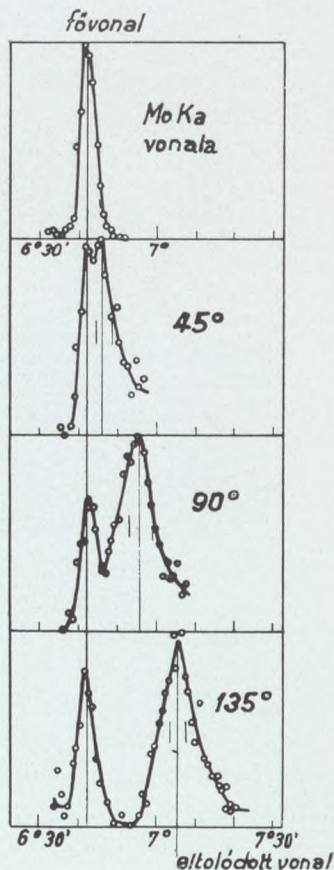
amelynek hatására a fluoreszkáló ernyő 5—6000 Å-ös fényt bocsát ki. Fluoreszcencia közben az anyag a ráeső sugárzást mintegy átdolgozza: a kemény sugárzást meglágyítja és úgy adja vissza környezetének. Éppen ebben különbözik az előbb említett közönséges fényszóródástól. A fluoreszcencia terén jelentős vizsgálatokat végzett *Fröhlich Pál* hazánkfia.

A fluoreszcencia jelensége csak még jobban megindokolja ama sejtelmünket, hogy a Röntgen-sugárkvantumok az anyagról szétszóródva megváltozhatnak. S valóban a Röntgen-sugárzás szóródásának vizsgálatakor többen tapasztalták, hogy a szétszórott sugárzás általában valamivel lágyabb, kisebb áthatoló erejű, mint a beeső. Mégpedig azt észlelték, hogy ez a sugárlágyítás az anyagnak általános tulajdonsága, míg a fluoreszcencia csak egyes testek kiváltsága. Már ebből is sejthetjük, hogy a két jelenség között — hasonlóságuk ellenére — igen nevezetes különbségek is vannak, amelyekről meg fogunk emlékezni. A sugárlágyulás kérdését 1922-ben tisztázta COMPTON, mikor a szétszórott sugárzás színeképét spektroszkóppal pontosan megvizsgálta. Ezért az észlelt jelenséget nevééről *Compton-hatásnak* nevezték el. Ez a a fény természetére vonatkozólag igen nagyjelentőségű.

A jelenség előállítása és törvényei. COMPTON kísérleti berendezése a 260. képen látható. A Röntgen-lámpa molibdén-antikatódjának sugárzása közvetlen közelből esik rá a sugárzást szétszóró grafitdarabra. A szétszórt sugárnyaláb ólomlemezekbe vágott nyílások sorozatán keresztül jut a spektrométer mészpátkristályára, róla visszaverődve pedig az iónos kamrába. A szórt sugárzás észlelésének iránya változatlan, azonban az antikatódból a grafitra eső sugárzás iránya, a beesés iránya ehhez képest könnyen változtatható, ha a lámpát vagy a grafitdarabot eltoljuk. Így tehát a beeső sugárral tetszőszerinti szöget bezáró irányban kényelmesen észlelhetjük a szétszórt sugárzást.

COMPTON mindenekelőtt meghatározta az antikatód közvetlen sugárzásának iónozási görbáját a molibdén $K\alpha$ vonalpárjának környezetében (707·8 és 712·8 X). Ezt követte a szórt sugárzás színeképének megvizsgálása, mégpedig 90° -os szórási szög esetében. Az eredmény meglepő volt: ugyanis az iónozási görbe maximuma a hosszabb hullámok felé tolódott el annyira, hogy a $MoK\alpha$ vonalak közepes hullámhosszát 22 X-el nagyobbak találta a szétszórt sugárzásban, mint a közvetlenben. A további mérésekből csakhamar kiderült az is, hogy a szétszórt sugárzásban nemcsak az eltolódott színeképvonal, hanem az eredeti színeképvonal maga is észlelhető (261. kép). Ez utóbbit hívjuk *fővonalnak*, az előbbit: a meglágyult vonalat pedig *eltolódott vonalnak*. Csakhamar fényképezőlemezes spektrográffal is észlelték a Compton-jelenséget (262. kép). Látjuk, hogy csakugyan a fluoreszcenciához hasonló jelenséggel van dolgunk: a szétszórt sugárzás egy részének hullámhossza megnövekszik a beesőéhez képest: meglágyul.

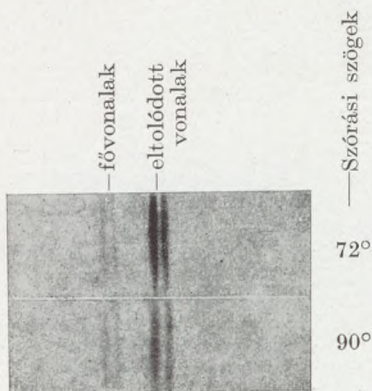
Felvetődik most az a kérdés, hogy függ-e ez a lágyulás (hullámhossznövekedés) a szétszórt sugárzás észlelésének irányától, függ-e a beeső sugárzás hullámhosszától, a szétszóró



261. A Compton-féle iónozási görbék.

anyag minéműségétől stb. E kérdésekre nagyjában már maga COMPTON megadta a választ, de eredményeit még jobban megalapozta és megerősítette a kutatóknak hosszú sorozata.

Első pillanatra azt gondolnánk, hogy a hullámhosszúság növekedése független az észlelés irányától, hiszen nem tapasztaljuk, hogy egy fluoreszkáló anyag színe megváltozik, ha más és más irányban tekintünk rá. Azonban e tekintetben már különbség van a két jelenség között. Ugyanis a tapasztalat azt mutatja, hogy a hullámhosszúság annál kevésbé növekszik,



262. kép. A Compton-hatás.

szik, minél közelebb esik a szét-szóródás (észlelés) iránya a beeső sugáréhoz ; ellenben minél jobban eltérünk ettől, annál nagyobb lesz a hullámhosszúság növekedése. Ez a tapasztalati igazság szépen visszatükröződik a Compton-féle görbéken, amelyek a grafitról szétszórt $MoK\alpha$ sugárzás színeképének ionozási görbéi (261. kép). Mind-egyik görbének két csúcsa van : a baloldali csúcs valamennyi görbén az ionos kamra

ugyanazon állásához tartozik : ez a fővonal, az el nem tolódott vonal ; a jobboldali csúcs az eltolódott színeképvonalnak felel meg. *Minél nagyobb a beeső és a szórt sugár által bezárt szög, annál távolabb esik ez a csúcs a másiktól, annál nagyobb a hullámhosszúság növekedése, annál jobban fellép a Compton-hatás.*

Még szebben látszik a vonalak eltolódása a 262. képen, amely KALLMANN és MARK fényképfölvételei nyomán készült. E képen a $MoK\alpha$ vonalait már szétválasztva látjuk : balról vannak a halványabb fővonalak, jobbról pedig az eltolódott vonalpár. Egyik-egyik vonal eltolódása körülbelül 4—5-ször akkora, mint a $K\alpha$ vonalak közepes távolsága (4 X). A mérések alapján persze kiszámították az egyes szórási szögeknek megfelelő hullámhosszváltozást is. Az eredmények teljes összhangban vannak a később ismerttetendő elméleti képlettel.

Arról is meg kell emlékeznünk, hogy függ-e a hullámhossz növekedése a gerjesztő sugárzás keménységétől (hullámhosszától). Első pillanatra azt várhatnánk, hogy igen. Ugyanis ismét csak a fluoreszcencia lebeg szemünk előtt, melynek alkalmával

a Röntgen-sugár hullámhossza jóval nagyobb mértékben változik meg, mint az ibolyántúli fényé. A tapasztalat azonban azt mutatja, hogy *a szétszórt sugárzás hullámhosszának növekedése független a beeső sugárzás hullámhosszától.* Erről meggyőződhetünk a 28. táblázatban összefoglalt mérési eredmények alapján.

28. táblázat.

Beeső sugár hullámhossza Å-ben	Hullámhossz-növekedés X-ben a megfelelő szórási szögek esetén				
	30°	45°	60°	90°	135°
MoK α 0·707	4·0	7·0	13·0	24·0	40·5
ZnK α 1·434	4·0	7·0	11·6	23·8	40·0

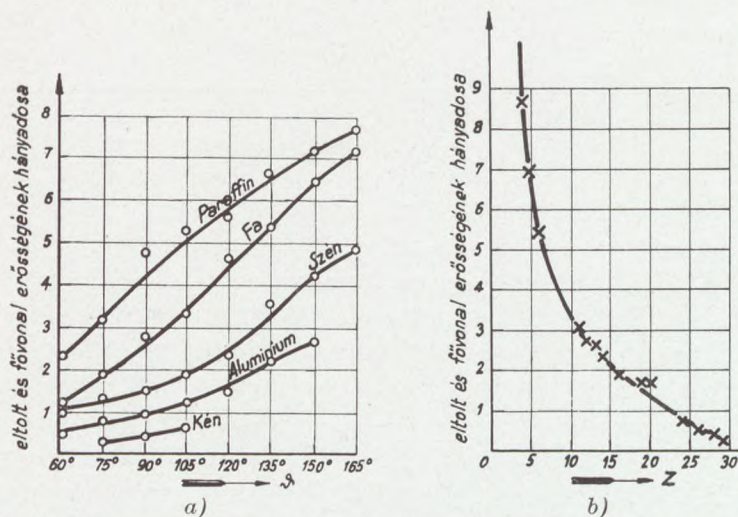
Hasonló eredményre jutottak a WK α (0·211 Å) és a CuK α (1·539 Å) közé eső színekpi tartományban is. Ebből az a tanulság, hogy elég egyetlen fajta beeső sugárzásra megmérni a hullámhossz növekedését a különböző szórási szögek mellett — ezután már ismerjük e változást általánosságban.

Hátra van még annak a kérdésnek megvizsgálása, hogy a szétszórt sugárzás hullámhosszának növekedése függ-e a szétszóró test anyagi minőségétől. Ez irányban maga COMPTON is végzett kísérleteket, a grafiton kívül paraffint, alumíniumot, később pedig lithiumot, bórt, oxigént, fát és cukrot használva szétszóró testnek. A meglepő eredmény az volt, hogy *a jelenség az anyagi minőségtől teljesen független.* Még jobban megerősítették ezt a tapasztalatot Ross mérései (1925), aki a MoK α sugárzásának szétszóródását vizsgálta meg igen különböző rendszámú elemeken 90°-os szórási szög esetén. Eredményeit a 29. táblázatban foglaltuk össze :

29. táblázat.

E l e m	Rendszám	Hullámhosszváltozás X-ben
Grafit	6	23·6 \pm 0·3
Alumínium	13	24·4 \pm 0·1
Kén	16	24·0 \pm 0·5
Réz	29	24·4 \pm 0·2
Ezüst	47	23·8 \pm 0·2
Ólom	82	24·0 \pm 0·2

Jól látható e táblázatban, hogy a hullámhosszúság növekedése az egészen kicsiny és egészen nagy rendszámú elemek körében is meglepő pontossággal egyezik. Az ólom esetében eleinte kisebb növekedést tapasztaltak a kellőnél, de a későbbi mérések helytelennek minősítették ezt a tapasztalatot. A Compton-hatásnak az anyagi minőségtől való függetlensége azt a gondolatot ébreszti bennünk, hogy e jelenségben a szorosabb értelemben vett anyagnak vajmi kevés szerepe lehet; föl-



263. kép. Az eltolt és a fővonal erősségének hányadosa a szórási szög (a) és a rendszám (b) függvénye gyanánt.

tevésünk szerint nincs is: itt az elektronok játsszák a vezérszerepet, melyek ugyanolyanok, akár grafitban, akár ólomban vannak is.

A szétszórt sugárzás színekében a fővonal és az eltolódott vonal távolsága feltűnően állandó: a szóródási szögtől eltekintve, jóformán semmi mástól nem függ. De nem érvényes ez a nagy állandóság a két vonal erősségének a hányadosára. Ugyanis a tapasztalat azt mondja, hogy az eltolt vonal a fővonalhoz képest annál erősebb, minél nagyobb a szórási szög (263a. kép); tehát a nagy hullámhossznövekedéssel nagy erősség is jár együtt. A szétszóró anyag rendszáma is figyelembe veendő e tekintetben: minél kisebb rendszámú elemről van szó, annál nagyobb az eltolt és a fővonal erősségének hányadosa (263b. kép). Végül annál nagyobb lesz ez a hányados, minél keményebb, minél rövidebb hullámú a beeső sugárzás.

Azt is megvizsgálták, hogy *mágneses tér* befolyásolja-e a Compton-hatást. Paraffint jó erős elektromágnes sarkai közé tettek s kiderült, hogy a mágneses tér lényeges változást nem okoz, legfeljebb 1—2%-os változásokról lehet szó.

A *jelenség elmélete*. A nagy tapasztalati anyag ismertetése után még adósak vagyunk a jelenség elméletével. Könnyen beláthatjuk, hogy a rezgő elektrontól itt hiába várunk segítséget, hiszen ez a ráeső sugár rezgésének ütemében rezeg és vele megegyező hullámú sugárzást bocsát ki, vagy rövid ideig esetleg még a saját rezgésszámának megfelelő sugárzást is. Szóval a rezgő elektron semmiesetre sem alkalmas a jelenség elméletének kifejtésére.

De most nincs is szükségünk egyensúlyi helyzete körül rezgő elektronra, hanem szabad elektronra, amely elhanyagolható csekély mértékben áll atómközi kötelékek kényszere alatt. Nem kutatjuk az elektron keringési pályáját sem, sőt annál jobb, minél kevésbé van ilyen pálya előírva számára. Mondanunk sem kell, hogy ilyen elektronokat ne igen keressünk a nagy rendszámú elemek körében, hiszen ott az atómmagok nagy vonzóerejének parancsszava elől a legtöbb elektron nem tud kitérni. Annál több reménnyel kecsegtetnek bennünket a kis rendszámú elemek: lithium, szén, alumínium stb., amelyek elektronjaiknak nagyobb szabadságot adnak, mint az előbbiek. De mit csinálhat egy ilyen szabad elektron, ha Röntgen-sugár esik rá? A rezgés ütemében maga is rezegni kezd és szolgálai módon változtatlanul átadja környezetének ugyanazt a rezgésszámú sugárzást, amely rá esett. Ebből az a tanulság, hogy a szabad elektron önmagában véve még semmit sem segít. De segít a sugárzásnak másik arca: a hullámos helyett a kvantumos arca. Mikor számot adtunk arról, hogy egy Bohr-féle atom miképen nyeli el a ráeső sugárzást, kénytelenek voltunk föltenni, hogy a hullámszerű sugárterjedés szerint aránylag nagyobb térfogatba eső energia kis térfogatú sugárkvantumokba (fotonokba) van összesűrítve, amelyeket egy-egy éhes elektron szinte fölhabzol anélkül, hogy a foton bármilyen ellenhatást fejtene is ki. Szóval ez esetben a foton teljesen alá van rendelve az elektronnak. Természetes dolog, hogy ezekre a fotonokra a szabad elektronok is rávethetik szemüket. Ekkor azonban a foton már egyenrangú fél módjára viselkedik: az elektronnal harcbaszáll, összeütközik, de rendszerint megbűnhődik, mert veszteséggel kerül ki az összeecsapásból. Éppen ez a veszteség a rezgésszám csökkenése vagy a hullámhossz növekedése.

Ha a fotonoknak az elektronokkal való összeütközéséről akarunk beszélni, akkor ezeket kis testecskéknek kell tekintenünk. De minden testecskének van tömege is. Szükséges tehát, hogy a fotonoknak bizonyos tömeget is tulajdonítsunk. Új és első pillanatra idegenszerű gondolat! Hiszen a test (a tömeg) eddig csak hordozója volt az energiának! A szigorú határfalat az energia és a tömeg között ugyancsak a relativitás elmélete rombolta le, ami természetes következménye volt a tömeg-állandóság feladásának. Ugyanis a mozgás közben fellépő tömegnövekedésnek kellett valami forrást keresni: az elmélet szerint ez éppen a mozgási energia, amely bizonyos tömeggel egyenértékű. Ezt a gondolatot általánosította a relativitás elmélete: ugyanis azt tanítja, hogy minden tömeg bizonyos energiával egyenértékű és viszont minden energiamennyiségnek megvan a maga tömegegyenértéke. Más szóval a nyugalomban lévő tömeg is — eltekintve az esetleges helyzeti energiájától — bizonyos energiamennyiséget jelent és fordítva bármilyen alakban fordul is elő az energia, mindig tartozik hozzá bizonyos tömeg is; még a teljesen anyagmentes (immateriális) energiafajnak is, mint a sugárzás, van bizonyos tömege. Mégpedig az energia (E) és a hozzátartozó tömeg (m_0) egyszerűen arányosak egymással: az arányossági szorzó a fény terjedési sebességének a négyzete: c^2 . Képletben

$$E = m_0 c^2.$$

Az m_0 tömeg energiaegyenértékét úgy kapjuk meg, hogy a c^2 -tel megszorozzuk. Tudjuk, hogy $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec; ennek a négyzete $c^2 = 9 \cdot 10^{20}$ cm²/sec², szóval még a trilliónál is nagyobb. Elképzelhetjük, hogy csak 1 grammnyi tömeg energiaegyenértéke gyanánt is milyen óriási energiamennyiséget kapunk. És vajjon mikor juthatnánk hozzá, mikor használhatnánk ezt az energiát? Akkor, ha az anyag megsemmisülne, illetőleg energiává alakulna át. Ezt az átalakulást azonban nem tapasztaljuk olyan módon és mértékben, mint az egyes energiafajtáknak egymásba való átváltozását.

Előbbi egyenletünkéből még az energiának a tömegegyenértékét is kiolvashatjuk. Ugyanis osztva a c^2 -tel:

$$\frac{E}{c^2} = m_0,$$

vagyis az E energiának tömegegyenértékét úgy kapjuk meg, hogy a fénysebesség négyzetével elosztjuk. Most tehát ez az óriási szám osztóképen szerepel! Ennek meg az a fizikai jelen-

tése, hogy aránylag nagy energiának is kicsiny a tömeg-egyenértéke. Ugyanis könnyen beláthatjuk, hogy akár 1000 kilogrammkalóriának megfelelő tömeg is elenyésző csekély. Előbb kiszámítjuk az 1000 kg-kal. munkaegyenértékét, majd ezt elosztjuk c^2 -tel. Az eredmény az, hogy e nagy energia tömeg-egyenértéke a gramm tízmilliomodrészének körülbelül fele. Ennyivel növekednék 1000 liter víz tömege, ha hőmérsékletét 1° -kal emeljük, de semmi sem párolog el belőle. A változás elég kicsi. Úgy vagyunk ezzel is, mint a sebességokozta tömeg-növekedéssel.

Az elmondottak szerint a sugárkvantumnak vagy *fotonnak* is van tömege, mégpedig ez a tömeg

$$\frac{h\nu}{c^2},$$

mert a foton energiája $h\nu$.*

Most mindjárt ellenvetést tehetnénk: a foton a fény sebességével repül tova, hiszen magának a sugárzó energiának egy része; hogyan lehet hát a tömege mégis valamilyen kicsiny vagy nagy szám, hiszen korábban azt mondtuk, hogy a fény sebességével haladó test tömege végtelen nagy volna. Első pillanatra fogas kérdéssel kerültünk szembe. De könnyen válaszolhatunk rá. A korábbi tömegváltozási képlet (71) számlálójában a test nyugalmi tömege szerepel. Mekkora a foton nyugalmi tömege? Nyugvó foton nincs. A foton vagy száguld a fény sebességével, vagy nem létezik. A nyugvó test belsejében a fotonok nem gyülekeznek, hanem azonnal másfajta energia alakjában jelennek meg, tehát jogosan tekinthetjük a foton nyugalmi tömegét zérusnak. Ez a föltevés már megment bennünket attól a végzetes következménytől, hogy a mozgó foton tömege végtelen nagy. Ugyanis ez esetben a tömegváltozási képlet (71) számlálójában és nevezőjében zérus szerepel, már pedig a $\frac{0}{0}$ tört értéke határozatlan, ezt éppen $\frac{h\nu}{c^2}$ -nek választjuk.

* Vajon milyen rendű szám lehet ez? Sejtethetjük, hogy nem valami nagy. Elég lágy (1 Å) Röntgen-sugárzást véve, azt találjuk, hogy egy ilyen Röntgen-foton tömege körülbelül

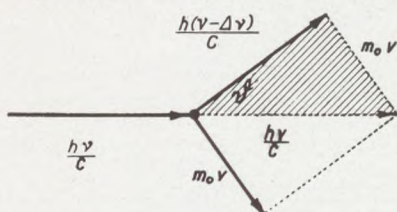
$$\frac{2.2}{10^{29}} \text{ gramm,}$$

tehát oly kicsiny szám, hogy alig tudjuk elképzelni. Ezzel szemben egy hidrogén-atóm tömege $1.6 \cdot 10^{-24}$ gramm, míg az elektron tömege ennél majdnem 2000-szer kisebb. Látjuk tehát, hogy a Röntgen-foton tömege nem olyan nagyon csekély az elektronéhoz képest, harcba szállhat vele.

De ha egyszer a mozgó fotonnak tömege van, akkor *mozgásmennyisége* is van. Mozgásmennyiségnek nevezik a mozgó test tömegének és sebességének szorzatát. A foton tömegét már ismerjük, sebessége meg c , tehát mozgásmennyisége

$$\frac{h\nu}{c^2} c = \frac{h\nu}{c}.$$

Most már teljesen előkészítettük az utat a Compton-hatás elméleti tárgyalására. A jelenség lefolyását úgy képzeljük el, hogy egy foton összeütközik egy szabadnak és nyugvónak tekinthető elektronnal (264. kép). Az ütközés után egyik erre,



264. kép.
A Compton-jelenség lefolyása.

a másik amarra repül: a foton veszít valamit energiájából, az elektron meg mozgási energiára tesz szert. De a foton energiájának csökkenése csak a rezgésszám csökkenésében vagy a hullámhossz növekedésében nyilvánulhat. Az energiaveszteség nagy mértékben függ attól, hogy milyen

természetű az ütközés, milyen irányban hagyja el a két fél egymást. Íme tehát ez egyszerű elgondolás alapján beláthatjuk, hogy a szórt sugárzás hullámhossza megnövekszik, sőt ez a növekedés függ a szórési iránytól is. Mivel a változás okai kizárólag az elektronok, amelyeknek tömege és töltése egyforma, bármilyen test belsejében legyenek is, nyilvánvaló, hogy az egész jelenség független a szóró test anyagi minőségétől.

E meggondolás alapján még képletet is lehet levezetni a hullámhosszuság változására. Csak azt kell figyelembe venni, hogy az eltérített foton energiájának és az elektron mozgási energiájának összege egyenlő a beeső foton energiájával. (Energia megmaradásának elve). Továbbá azt, hogy az eltérített

foton mozgásmennyiségének $\left(\frac{h(\nu - \Delta\nu)}{c}\right)$ és az elektron mozgásmennyiségének $(m_0 v)$ összege egyenlő a beeső foton mozgásmennyiségével $\left(\frac{h\nu}{c}\right)$.* (Mozgásmennyiség megmaradásának elve.)

E két elv alapján két egyenletet írhatunk föl, amelyekből a

* Az elektron tömegváltozásától most eltekintünk, m_0 a nyugalmi tömeget jelenti. — A mozgásmennyiségeknek geometriai (vektoros) összegére gondolunk (264. kép).

számítások elvégzése után kapjuk, hogy a beeső sugárzás hullámhosszának növekedése

$$\Delta\lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}, \quad (77)$$

ahol

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} = 0.0242 \text{ \AA} = 24.2 \text{ X}$$

és ϑ jelenti a beeső és a szórt sugár által bezárt szöget. Ezt az egyenletet hamarosan a jelenség felismerése után COMPTON és DEBYE vezette le.

[A három mozgásmennyiségre (264. kép) érvényes a vektorok összetevésére vonatkozó szabály: az eredő mozgásmennyiséget jelentő nyíl $\left(\frac{h\nu}{c}\right)$ annak a párhuzamos oldalú négyszögnek az átlója, amelynek két szomszédos oldala az eltérített foton és az elektron mozgásmennyiségével egyenlő. E négyszög egyik fele a bevonalkázott háromszög. E háromszögben az $m_0 v$ hosszúságú oldal kifejezhető a másik kettővel és a közbezárt szöggel a cosinus-tétel alapján:

$$\begin{aligned} m_0^2 v^2 &= \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \frac{h^2(\nu - \Delta\nu)^2}{c^2} - 2 \frac{h\nu}{c} \frac{h(\nu - \Delta\nu)}{c} \cos \vartheta \\ &= \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 \left[1 + \left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2 - 2 \left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu}\right) \cos \vartheta \right]. \end{aligned}$$

Érvényes a következő egyenlőség:

$$\left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2 = 1 - \frac{2\Delta\nu}{\nu} + \left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2.$$

A jobboldali négyzetes tagot elhanyagolhatjuk, mert a $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ kicsiny szám, a négyzete még még kisebb. Ekkor

$$\begin{aligned} m_0^2 v^2 &= \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 2 \left[\left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu}\right) - \left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu}\right) \cos \vartheta \right] \\ &= \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 2 \left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu}\right) (1 - \cos \vartheta). \end{aligned}$$

Most kifejezzük $(1 - \cos \vartheta)$ -t. Ismeretes, hogy

$$\cos(2\alpha) = \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha.$$

Tehát

$$\cos \vartheta = \cos^2 \frac{\vartheta}{2} - \sin^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

Továbbá

$$1 - \cos \vartheta = 1 - \cos^2 \frac{\vartheta}{2} + \sin^2 \frac{\vartheta}{2} = 2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

Tehát

$$m_0^2 v^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 2 \left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu}\right) 2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

A baloldalra írhatjuk az elektron mozgási energiáját — eltekintve a tömegváltozástól:

$$\frac{m_0 v^2}{2} = \frac{1}{m_0} \frac{h^2 \nu}{c^2} (\nu - \Delta \nu) 2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

Ez az egyenlet a *mozgásmennyiség megmaradása elvének* a következménye.

Az energia elve szerint

$$h\nu = h(\nu - \Delta \nu) + \frac{m_0 v^2}{2}.$$

De ebből következik, hogy az elektron mozgási energiája egyenlő a foton energiavesztésével:

$$\frac{m_0 v^2}{2} = h\Delta \nu.$$

Ez az egyenlet az *energia megmaradása elvének* a következménye. Összekapcsolva egymással a két egyenletet:

$$h\Delta \nu = \frac{h^2 \nu}{m_0 c^2} (\nu - \Delta \nu) 2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

Ebből a h -val való osztás után megkapjuk a rezgésszám megváltozását ($\Delta \nu$). Ezután pedig meghatározhatjuk a hullámhossz megváltozását ($\Delta \lambda$). Ugyanis

$$\Delta \lambda = (\lambda + \Delta \lambda) - \lambda = \frac{c}{\nu - \Delta \nu} - \frac{c}{\nu} = \frac{c\nu - c\nu + c\Delta \nu}{\nu(\nu - \Delta \nu)} = \frac{c\Delta \nu}{\nu(\nu - \Delta \nu)}.$$

Nem kell mást tennünk, mint az előbbi egyenletet úgy elrendezni, hogy baloldalán ez a kifejezés álljon:

$$\frac{c\Delta \nu}{\nu(\nu - \Delta \nu)} = \frac{h}{m_0 c} 2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

Ha most még bevezetjük a következő jelölést: $\frac{h}{m_0 c} = \lambda_0$, ekkor megkapjuk a már ismert egyenletet:

$$\Delta \lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

A Compton-féle jelenséget a hullámmechanika módszereivel tárgyalta SCHRÖDINGER.]

Mindenekelőtt látjuk e képletből, hogy a hullámhossz növekedése független a beeső sugárzás keménységétől és független a szétszóró test anyagi minőségétől is, hiszen semmiféle adat sem szerepel az egyenletben, amely ezekre vonatkoznék. De szerepel az elektron tömege. Ezenfelül előfordul a jobb oldalon a szórási szög (ϑ) is. Ha $\vartheta = 0$, akkor (a beeső sugár mentén) nincsen sugárlágyulás, mert $\sin 0^\circ = 0$; ha $\vartheta = 180^\circ$, akkor $\frac{\vartheta}{2} = 90^\circ$ és $\sin 90^\circ = 1$, tehát a beeső sugárral éppen

ellenkező irányban legnagyobb a sugárlágyulás, mert a sinus-függvény értéke 1-nél nagyobb nem lehet. Mégpedig

$$\Delta\lambda_{180^\circ} = 2\lambda_0 = 0.0484 \text{ \AA} = 48.4 \text{ X.}$$

Tehát legfeljebb 48.4 X az a hosszúság, amellyel a szórt sugár hulláma megnőhet a beesőéhez képest. Ha ϑ a 0° és 180° között van, a hullámhossz növekedése 0 és 48.4 X közé esik. Egyébként a hullámhossz változását a különböző szögek esetében a 30. táblázat tartalmazza:

30. táblázat.

ϑ	$\Delta\lambda$ X-ben	ϑ	$\Delta\lambda$ X-ben
30°	3.2	90°	24.2
45°	7.0	105°	29.8
60°	12.1	120°	36.3
75°	17.7	135°	41.3
		180°	48.4

A (77) képlet a tapasztalattal jól megegyezik. Ennek igazolására csak KALLMANN és MARK méréseit említjük, akik a cink $K\alpha$ sugárzását ejtették lithiumra és a szétszórt sugárzás színképét kőszókristállyal vizsgálták meg magasabb rendben ($45^\circ 50'$ beesési szög alatt). A fölbontás olyan nagy volt, hogy mind a fővonal, mind az eltolt vonal kettősen jelent meg a fényképezőlemezen. A hullámhosszúság növekedése a mérések szerint

$$95^\circ\text{-os szórési szög esetén } \Delta\lambda_{\text{mért}} = 25.8 \text{ X,}$$

míg az elméleti képlet szerint

$$\Delta\lambda_{\text{számított}} = 26.1 \text{ X.}$$

Kristályok Compton-hatása. Most még hátra van, hogy eloszlassuk azokat a felhőket, amelyek a Compton-féle jelenség nyomán az egész Röntgen-színképelemzés fölött tornyosulnak. Minden Röntgen-spektroszkópban van egy kristály vagy rács, melyről a beeső sugárzás visszaverődik. Jogosan gondolhatjuk, hogy a Compton-féle jelenség az egész visszaverődést megzavarja, a hullámhosszúságokat meghamisítja. Szerencsére nem így van a dolog. Kísérletileg megállapították, hogy kristályról való visszaverődéskor a Röntgen-sugár hullámhossza semmiféle változást nem szenved. Erről leg egyszerűbben két kristályos spektrométerrel győződhetünk meg. Ugyanis előbb az első kristállyal határozzuk meg egy színképvonal hullámhosszúságát, majd az első kristályról vissza-

vert sugárzást egy másik kristályra ejtjük és ismét megmérjük a hullámhosszúságát: semmiféle változást nem tapasztalunk.

Mi lehet ennek az oka? A Compton-jelenség elmélete azonnal fényt derít e tapasztalatra. A

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c}$$

képletben a nevezőben a szabad elektron tömege fordul elő. Ha az elektron nem szabad, hanem erős kötelékek fűzik valamilyen atómcsoporthoz, akkor tömege ugyan nem nagyobb, de a helyzete jóval biztosabb, s úgy szerepel, mintha a tömege sokszorosan megnövekedett volna. Ilyenkor aztán a foton úgy jár, mintha a gyenge elektron helyett falba ütköznék. Szóval az erősen kötött elektron esetében a λ_0 zérusnak tekinthető, mert a nevezője igen nagy. De ekkor zérus lesz a hullámhosszúság változása is. Már pedig minden jogunk megvan arra, hogy a kristályos kötelékben élő atómsok elektronjait általában elég biztos helyzetűnek tekintsük, melyek nem hódolnak olyan könnyen a fotonoknak. A nagy rendszámú elemek elektronjai is olyan erősen kötöttek, hogy sok esetben a $\lambda_0 = 0$, vagyis nincs hullámhosszváltozás, helyesebben az eltolt vonal elenyésző gyenge a fővonalhoz képest.

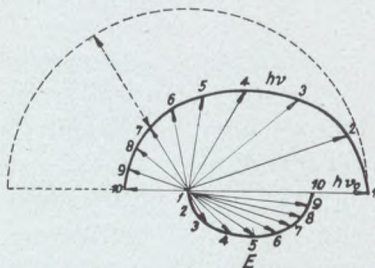
A látható fény szétszóródásakor nem észlelhető a Compton-féle jelenség, még a kis rendszámú elemek körében sem. Ezt azzal indokolhatjuk meg, hogy a fénysugárban tovarepülő fotonok energiája és tömege sokszorta kisebb, mint egy Röntgen-fotoné, minek következtében a szabad vagy a lazán megkötött elektronok is igen nagy tömeget jelentenek számukra, amelyről energiaváltozás nélkül visszapattannak.

119. A szétszórt elektronok. A Compton-féle jelenséget Röntgen-fotonok és elektronok összeütközésével magyaráztuk meg. Nyilvánvaló, hogy ez összeütközés alkalmával az elektron nyer energiát, ha a foton veszít. Sőt az is természetes, hogy az elektron ezzel az energiával meggazdagodva el is hagyhatja az atóm kötelékét, hisz úgyszólván laza szálak fűzik hozzá, és kirepülhet a testből. Ezeket az elektronokat, amelyek a Röntgen-sugár szóródásával kapcsolatban lépnek ki a testből, nevezik *szétszórt elektronoknak* (Streuelekttronen vagy Rückstosselekttronen).

Mindenekelőtt az érdekel bennünket, hogy milyen ezeknek a szétszórt elektronoknak a *térbeli eloszlása* a beeső sugárzás

irányához képest. A tapasztalat azt mutatja, hogy ezek az elektronok is kedvelik a gerjesztő sugárzás irányának környezetét. Ennek közelében legbőségesebben repülnek ki a testből, ellenben a szórási szög növekedésével számuk rohamosan fogy. 90° -nál nagyobb szög alatt már nem is lépnek ki a testből szétszórt elektronok.

Könnyen számot adhatunk arról, hogy *miképpen függ az elektronok sebessége a szórási iránytól*. Tudjuk, hogy az elektronok mozgási energiájukat a szétszórt és kirabolt fotonoknak köszönhetik. Nyilvánvaló tehát, hogy a szétszórt elektronok sebessége akkor lesz a legnagyobb, mikor a foton energia-vesztesége vagy más szóval a sugárzás hullámhosszának növekedése is a legnagyobb. De tudjuk, hogy ez éppen a beeső sugárzással ellenkező irányban visszarepülő fotonok esetében a legtekintélyesebb, tehát az általuk kilökött elektronok sebessége lesz a legnagyobb. Azonban a 264. kép alapján belátható, hogy ezek az elektronok meg a beeső sugárzás mentén haladnak, tehát a szétszórt fotonokkal éppen ellenkező irányban. Más szóval azt is mondhatjuk, hogy a foton akkor veszít legtöbb energiát, mikor az elektronnal középpontosan ütközik, az elektron meg akkor nyer a legtöbbet. Egyébként a szétszórt fotonok és elektronok energia- és iránybeli viszonyait nagyon szemléltetően ábrázolja a 265. kép. A felső nyilak hosszúsága a szétszórt fotonok energiáját, iránya meg a szórási irányt mutatja; az alsó nyilaké pedig a megfelelő elektronok mozgási energiáját és irányát.



265. kép. A szétszórt fotonok és elektronok energia-viszonyai ($h\nu_0$ a beeső foton energiája).

2. A Röntgen-fényelektromos jelenségek.

A szétszórt elektronok megdézsmálják a rájuk eső fotonok energiáját s minthogy egyébként szabadok, ezzel a zsákmánnyal kirepülnek. Van azonban az elektronok kiválásának egy másik módja is, melyet eleinte különösen akkor tapasztaltak, ha fémekre ibolya vagy ibolyántúli fény esett. Éppen ezért nevezték ezt a jelenséget *fényelektromos hatásnak*. Ez abban különbözik az előbbtől, hogy az elektron — akár szabad, akár valamilyen pályához kötött — nem mérkőzik a fotonnal, mint

vele egyenrangú féllal, hanem egyszerűen elnyeli és a nyert energia árán nemcsak az otthonához fűző kötelékeket tudja legyőzni, hanem még marad a külvilágban való mozgásra, utazásra is. Ez elektronok sebessége általában nagyobb, mint a szétszóró elektronoké. Megkülönböztetésül *fotoelektronoknak* nevezzük őket. Legföljebb azon csudálkozhatunk, hogy miért oly gyöngé a családi érzés ezekben az elektronokban, miért hagyják el oly szívesen otthonukat, mihelyt egy kis energiára tesznek szert. Talán azért, mert sokan vannak és még hozzá taszítják egymást! SAGNAC és DORN tapasztalták először, hogy a Röntgen-sugarak is váltanak ki fotoelektronokat, ha valamilyen testre esnek. Ők és különösen DE BROGLIE M. beható vizsgálat tárgyává tették ezeket a fotoelektronokat.

120. A fényelektromos jelenség. A fotocella. A fényelektromos jelenség törvényeinek megismerése terén úttörő munkát végzett LÉNÁRD. Őt elsősorban a kirepülő elektronok *sebessége*, mozgási energiája érdekelte. Első pillanatra azt várhatnánk, hogy e tekintetben a beeső fény erőssége a döntő tényező: erős fény nagysebességű, gyenge fény meg lassú elektronokat vált ki a testből. Pedig nem így van és éppen ez a feltűnő. Ugyanis LÉNÁRD megállapította, hogy a kirepülő *elektron sebessége teljesen független a beeső fény erősségétől, hanem csak a színétől, pontosabban a rezgés számától függ.* Mégpedig az ibolya és az ibolyántúli fény becsebb, mint a vörös, mert az előbbi nagyobb sebességű elektronokat vált ki még akkor is, ha erőssége század- vagy ezredrésze is a vörös fényének. Viszont, ha a beeső fény színét változatlanul hagyjuk, bármennyire növeljük vagy csökkentjük is a fény erősségét, a kirepülő elektronok sebessége változatlan marad (de számuk nem).

E furcsa jelenségnek EINSTEIN adta magyarázatát PLANCK kvantumelméletének alapján. PLANCK 1900-ban fejezte ki azt a föltevését, hogy egy vonal mentén rezgő elektron energiája csak $h\nu$ -vel (vagy ennek többszörösével) fogyhat vagy nőhet. EINSTEIN a mélyére tekintett e föltevésnek és kimondotta, hogy ez tulajdonképpen magában rejti azt, hogy a $h\nu$ sugárzó energia a tér kicsiny (pontoszerű) részében együtt van, mert különben hogyan tudná az elektron pillanatnyilag elnyelni ezt az energiadagot. E gondolatát a rezgő elektronról átvitte a testből fény által kiváltott elektronokra is. Mindenekelőtt arra az álláspontra helyezkedett, hogy a kirepülő elektron a beeső fényből meríti energiáját. Mégpedig a legegyszerűbb föltevés az, hogy megnyer magának egy fotont és ennek ener-

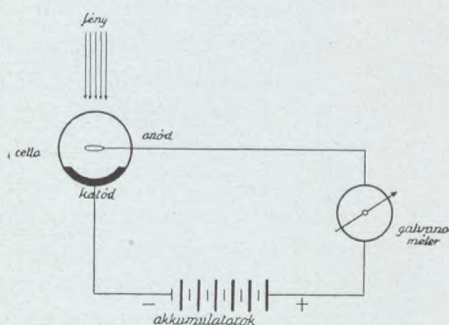
giájával — mint mozgási energiával — kirepül a testből. (De miért nem nyerheti el két vagy több fotonét is egyszerre? Ez a titok. Ez esetben több vörös színű foton is elvégezhetné azt, amit egy ibolya ; pedig nem tudja.) Képletben így fejezhetjük ki EINSTEIN föltevését :

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu.$$

E képletben egyelőre nem vagyunk tekintettel arra, hogy a kirepülő elektronnak talán a határ elhagyása végett is kell valamit adni az elnyert foton energiájából. Pedig a valóságban így van ez: kilépési munkát végez az elektron s a $h\nu$ foton energiájának egy részét erre kell fordítani. Erről később még majd megemlékezünk.

A fotoelektronok sebességére nézve döntő a kiváltó sugárzás színe, rezgésszáma, de nem játszik szerepet az erőssége. Már nem érvényes ez a szabály a fotoelektronok számára vonatkozólag: e tekintetben a sugárzás erőssége nagyon fontos. Ugyancsak LÉNÁRD állapította meg, hogy valamely fémből *egy másodperc alatt kilépő fotoelektronok száma egyszerűen arányos a beeső fény erősségével* mindaddig, amíg a fény színe vagy összetett fény esetén az alkotórészek aránya változatlan marad. Tehát kétszer olyan erős fénynyaláb kétszer annyi, háromszor olyan erős fénynyaláb pedig háromszor annyi elektront vált ki a fémből.

Ez a törvény nevezetes gyakorlati alkalmazást talál az Elster és Geitel-féle *fotocellában*. Ez többnyire uviol-üvegből készült 3—4 cm átmérőjű gömb, amely az ibolyántúli sugarakat is át bocsátja (266. kép). Belső falának egyik felét vékony ezüstreteg takarja, melyet különleges kálium, nátrium vagy más alkáli-fémréteggel vonnak be: ebből válnak ki az elektronok, ha fény esik rá. Ez a cella negatív sarka, katódja. Vele szemben a cella belsejében drótgűrű vagy drótháló van, amelyen keresztül esik a fény az előbbi rétegre; ez a cella pozitív sarka, anódja. A gömb külső felszínén úgy az anód, mint a katód kivezetése körül staniolgyűrűk vannak, melyeknek célja a cella külső felületén fellépő elektromos áramlást megaka-



266. kép. A fotocella kapcsolása.

dályozni; e végett a gyűrűket állandóan és igen gondosan a földdel (vízvezetési csappal) kapcsolják össze. Egyelőre vegyük föl, hogy a cella belül légüres.

A sötétben tartott (fémdobozba zárt) cella katódját egy 100—200 voltos kis akkumulátortelep negatív sarkával, anódját pedig a pozitív sarkával kapcsoljuk össze, de közbe még egy érzékeny galvanométert is iktatunk (266. kép). Áram természetesen nem jelentkezik vagy legalább is nagyon gyenge. Ha azonban a cella belső rétegére fény esik, az áramkörben fényelektromos áram indul meg és a galvanométer kitér. Mégpedig *a fényelektromos áram erőssége* (a galvanométer kitérése) *egyenesen arányos a fény erősségével*: kétszer olyan erős fény beejtésakor kétszer olyan erős áramot kapunk*. Ez egészen természetes, hiszen a cella érzékeny rétegéből kiváló elektronok számára érvényes a Lénárd-féle törvény, pedig ezeknek a mozgása jelenti az elektromos áramot.

A légmentes cellában nagyon gyenge áramot kapunk. ELSTER és GEITEL úgy fokozták az áram erősségét, hogy a cellát néhány tizedmilliméter nyomású argongázzal töltötték meg. Ekkor a cella érzékeny rétegéből elég nagy sebességgel kilépő elektronok a gázt ionozzák, minek következtében az áramszállító elektronok és ionok száma növekszik és az áram erősödik (az eredetinek százszorosára, sőt ezerszeresére is). Vannak másféle fotocellák is. Az Elster és Geitel-féle cella csudálatosan érzékeny fénymérő eszköz; az emberi szemet messze felülmúlja, mert szinte láthatatlan fényhatásokat tud megérezni és a szemmel észre nem vehető fényváltozásokat tud megkülönböztetni. Éppen ezért világhódító utat tett meg e kis eszköz már eddig is. Mi majd arra mutatunk rá, hogy miképen lehet ezt a Röntgen-sugárzás mérésére is felhasználni, bár az igazi Röntgen-fotocella még a jövő titka.

*

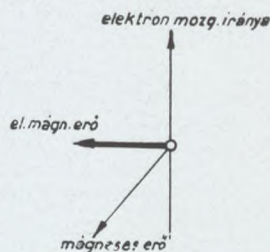
Vizsgáljuk meg most a Röntgen-sugarak által kiváltott fotoelektronok sebességét és térbeli eloszlását, továbbá a számát.

121. A fotoelektronok sebességi eloszlása (színképe). Meglepően hangzik ez a cím, hiszen eddig csak sugárnyalábok színképéről volt szó. Az elnevezés abban leli magyarázatát, hogy a fotoelektronok a fényképezőlemezen éppen olyan fekete

* A föltételek az előbbieik.

csíkokat és sávokat okoznak, mint a Röntgen- vagy a látható színekép. Ennek oka az, hogy az elektronnyalámban sokféle sebességű elektron repül tova, hasonlóan a fénysugárnyaláb különböző színű sugaraihoz; valamint ezeket a sugarakat szét lehet teríteni színekép alakjában, éppen úgy a különböző sebességű elektronokat is szét lehet terelni különböző irányokba.

Régóta használják erre a mágneses erőt. Jól ismeretes, hogy a mágnes és az elektromos áram nem tudnak közönyösen viselkedni egymással szemben: kölcsönösen erőt fejtenek ki egymásra; ha az áram (a vezető drót) mozoghat könnyen, akkor ez mozdul el, ellenkező esetben meg a mágnes. A mi esetünkben az áramot a repülő elektronok jelentik; egyetlen elektron mozgása is tekinthető elektromos áramnak. Tehát nyilvánvaló, hogyha a mozgó elektront egy mágnesrúd hatásának tesszük ki, engedelmeskedni fog a mágnesnek: eltér eredeti mozgási irányától. Mégpedig az eltérítő erő egészen váratlan irányban hat (267. kép). Mozogjon az elektron a papír síkjában fölfelé, a mágnes északi sarka meg legyen a papír alatt: az erővonalak alulról fölfelé irányuljanak. A mozgó elektronra ható erő a tapasztalat szerint merőleges úgy az elektron mozgásának irányára, mint a mágneses erőére. Mégpedig a jelen esetben balfelé mutat (ellenkező irányú mágneses erő esetében jobbfelé mutatna). Ezt az erőt hívják Lorentz-féle erőnek is. Ennek hatása alatt az elektron elhagyja egyenesvonalú pályáját és körpályán mozog, ha sebessége állandó volt és a ráható mágneses erő mindig ugyanakkora. A kör sugara annál nagyobb, minél nagyobb az elektron sebessége és minél gyengébb a mágneses tér. Egyébként a következő képlet fejezi ki az összefüggést a szereplő mennyiségek között:



267. kép. A mágneses térben mozgó elektronra ható erő.

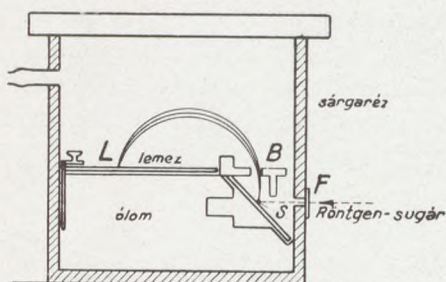
$$v = \frac{e}{m} Hr,$$

ahol v az elektron sebességét, e a töltését, m a tömegét jelenti,* H a mágneses erő, r pedig a kör sugara.

A fotoelektronok sebességi színeképét tehát egyszerűen úgy állítjuk elő, hogy mágneses tér hatásának tesszük ki őket,

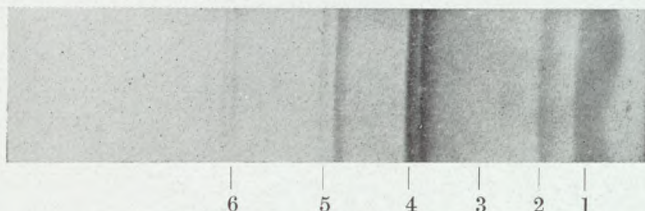
* Esetleg figyelembe kell venni a relativitás elve által megkívánt tömegváltozást is.

majd pedig fényképezőlemezre ejtjük. Erre való DE BROGLIE M. készüléke, mely kiszivattyúzható sárgaréz-dobozban van és erős elektromágneses sarkai közé helyezhető (268. kép). (Esetünkben a mágneses erő a papír síkjára merőlegesen fölfelé irányul.) A fotoelektronokat kibocsátó test (az elektronforrás) a rajz sík-



268. kép. A fotoelektronok sebességi színeképének előállítására.

papírra ólommal húzott vonal már elégséges az ólomból kiváltott elektronok vizsgálatára. Az *F* résen át esik a sugárnyaláb az elektronforrásra, a kiváltott fotoelektronok meg a *B* résen mennek keresztül. Mindazok az elektronok, amelyek ugyanolyan nagyságú, de kissé különböző irányú sebességgel hagyják el forrásukat a fényképezőlemez *L* helyén gyűlnek össze.



269. kép. Elektronsebességi színekép (De Broglie szerint).

Nagy sebességű elektronok távolabb esnek a *B* réstől, kis sebességűek meg hozzá közelebb. Ha mindenféle sebesség előfordul, akkor a lemezen folytonos feketedést kapunk. Ha csak bizonyos meghatározott sebességű elektronok lépnek ki, akkor vonalak vagy sávok jelentkeznek.

Ezzel az eljárással készített DE BROGLIE M. nagyon szép elektronsebességi színeképeket, amelyek közül egy a 269. képen látható. Jobbról balra haladva, a fekete vonalaknak mind nagyobb és nagyobb sebességű elektronok felelnek meg. Nagyon szép elektronszíneképeket készített WHIDDINGTON (1922) és ROBINSON is (1923) módosított kísérleti berendezéssel.

122. Első- és másodfajú fotoelektronok. DE BROGLIE M. atómelméleti alapon magyarázatát is adta az elektronszínképek keletkezésének (1921). Mielőtt ezt megismernénk, foglalkoznunk kell a Röntgen-sugarak fényelektromos hatásával. A Röntgen-sugár által kiváltott fotoelektronokra egyszerűen alkalmazhatnánk a fényelektromos jelenségekre vonatkozó Planck—Einstein-féle törvényt, de ezt most előbb egy kicsit megindokoljuk. A fékezés sugárzás keletkezésére azt a föltevést állítottuk föl, hogy az antikatódába ütköző elektron mozgási energiája árán egy meghatározott rezgésszámú sugárkvantum repül ki a térbe; mégpedig a sugárzás rezgésszáma és az elektron sebessége között a következő összefüggés van:

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2.$$

Közeleső gondolat ezt az egyenletet érvényesnek tekinteni az ellenkező irányú folyamatra is: mikor Röntgen-sugárkvantum árán válik ki elektron a test belsejéből. A Röntgen-sugár által ilyen módon közvetlenül kiváltott elektronokat *elsőfajú fotoelektronoknak* nevezik. A legegyszerűbb és legkedvezőbb eset az, mikor az elektron megkaparintja magának az egész sugárkvantum energiáját és olyan sebességre tesz szert, hogy mozgási energiája:

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu.$$

Ez a kedvező eset bekövetkezik akkor, ha az elektront olyan laza szálak fűzik az atomokhoz, hogy jóformán minden munka nélkül elválhat tőlük. Ilyenkor a sugárkvantum teljes energiája az elektron mozgási energiájává alakul át.

Azonban rendszerint az ellenkező eset fordul elő: az elektront valamelyik burokból, esetleg az atom mélyéből kell kiszabadítani. Itt a kötelékek már erősek, energiára van szükség az elektron kiemelésékor is. Tehát a kirepülő elektron mozgási energiájára már csak a sugárkvantumnak egy része marad meg. Legyen ez a veszteség E_K , akkor az elektron mozgási energiája

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - E_K. \quad (78)$$

(Ez a *Planck és Einstein-féle törvény* teljes alakja.) Ha például az elektront a K burokból kell kiemelni, akkor ez a veszteség egyenlő lesz azzal a munkával, amelyet végezni kell, miközben az elektront a K burokból az atom külső részébe (a magtól igen nagy távolságra) visszük. De jól tudjuk, hogy ez az energia meg egyenlő a K sorozat határához: legkeményebb vonalához

tartozó sugárkvantummal ($h\nu_K$). Tehát a fotoelektromos alapegyenlet így is írható :

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}mv^2 &= h\nu - h\nu_K \\ &= h(\nu - \nu_K).\end{aligned}$$

A ν_K tulajdonképpen a K sorozat elnyelési határvonalának rezgésszáma. Tehát ez utóbbi egyenletből fontos tanulságot is vonhatunk le: ha valamelyik energiafokról egy elektront sugárbeejtéssel akarunk kiemelni, akkor a beeső sugárzás rezgésszámának nagyobbnak kell lenni, mint a megfelelő elnyelési határé. Az egész folyamatot úgy kell elképzelni, hogy a sugárkvantum energiájának egy része az elektronnak a magra vonatkozó helyzeti energiájává alakul át, a többi megmarad a mozgási energia részére.

Nagyon fontos dolog, hogy az *elsőfajú fotoelektron sebessége* (mozgási energiája) *csak a beeső sugárzás rezgésszámától függ*, de teljesen független a sugárzás erősségétől.

Az elmondottak alapján könnyen beszámolhatunk az *elsőfajú fotoelektronok sebességi színeképéről*, vagy más szóval a *β -sugár színeképekről*. (Ugyanis a radioaktív testekből kirepülő elektronokat β sugaraknak is nevezik, tehát a fotoelektronokat is lehet így hívni.) Legyen a beeső sugárzás rezgésszáma ν , tehát a fotonok energiája $h\nu$. Ekkor az atom K , L , $M \dots$ energianívóiról kiszabaduló elektronok mozgási energiája

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}mv_K^2 &= h\nu - E_K \\ \frac{1}{2}mv_L^2 &= h\nu - E_L \\ \frac{1}{2}mv_M^2 &= h\nu - E_M \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{1}{2}mv^2 &= h\nu.\end{aligned}$$

A v_K , v_L , $v_M \dots$ jelenti a különböző energiafokokról kijutó elektronok sebességét; az E_K , E_L , E_M, \dots pedig azt a munkát, amely az elektronnak a megjelölt energianívóról az atom külső tartományába való kiemeléséhez szükséges. Ez utóbbi egyenletek alapján mondhatjuk, hogy a különböző burkokból különböző, de pontosan meghatározott sebességgel repülnek ki az elektronok. Természetes dolog, hogy a különböző színű sugarakhoz hasonlóan, a különböző sebességű elektronok is különálló

pontokba vagy vonalakba gyűjthetők össze. Éppen e vonalak alkotják a β -sugárszínképet.

Mi történik akkor, ha különféle rezgésszámú sugárkvantumok esnek egy testre? (A fentebbi esetben (269. kép) a wolfram K sugárzása esett ezüstlemezre.) Legyen az egyik fajta sugárkvantum energiája $h\nu_{\alpha_1}$, a másiké $h\nu_{\alpha_2}$ ekkor a gerjesztett test atómjának K nívójáról kiváltott elektronok energiája

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}mv_{K\alpha_1}^2 &= h\nu_{\alpha_1} - E_K \\ \frac{1}{2}mv_{K\alpha_2}^2 &= h\nu_{\alpha_2} - E_K \\ \hline \frac{1}{2}mv_{K\alpha_1}^2 - \frac{1}{2}mv_{K\alpha_2}^2 &= h\nu_{\alpha_1} - h\nu_{\alpha_2} = h(\nu_{\alpha_1} - \nu_{\alpha_2}).\end{aligned}$$

Mit mond ez a képlet? Ha ismerjük egy elem $K\alpha$ vonalpárja által ugyanarról az energiafokról kiváltott elektronok energiájának különbségét, ebből a h -val való osztás után megkaphatjuk a vonalak rezgésszámának különbségét is. Íme egy spektroszkópai eredmény kristály és spektroszkóp nélkül! Sőt az elektronok sebességéből, amelyet a mágneses tér erőssége és a kör sugara meghatároz, ki lehet számítani az egyes $K, L \dots$ energianívók értékeit is.

A 269. képen szépen látszik a wolfram $K\alpha_1$ és $K\alpha_2$ vonalaihoz tartozó vonalpár, amely az ezüst K burkából való elektronoktól származik (4. szám). Ugyancsak a wolfram $K\alpha$ vonalainak árán kirepülő elektronok nyomát jelzi a 6 vonalpár, de az elektronok nem a K , hanem az L burkból valók; sebességük nagyobb mint az előbbieké: nagyobb kört írnak le a mágneses térben és távolabb esnek a gerjesztés helyétől. Fel tűnik még a képen az 5 jelzésű vonalpár: ez meg a wolfram $K\beta_1$ és $K\beta_2$ vonalának és az ezüst K nívójának felel meg. Ezek is nagyobb sebességű elektronoktól származnak, mint a 4. számú vonalak.

Látható még a képen három sáv (1, 2, 3), amelyek az előbbieknél kisebb sebességű elektronoktól származnak, tehát az a látszat keletkezik, mintha a K burkon belül is volnának még elektronok, amelyeknek kiemeléséhez még nagyobb munka kell, mint a K burok esetében. De akkor más jelenségek is rámutattak volna már erre. Nem itt kell keresnünk a vonalak eredetét. E vonalakat nem a közönséges módon kiváltott úgynevezett elsőfajú fotoelektronok okozzák, hanem a kerülő úton kiszabadulók: a *másodfajú fotoelektronok*.

Eddig nem szóltunk semmit az atom belsejében: a belső elektronok körében lehetséges sugáradás és vételről. Pedig éppen az említett három sáv enged arra következtetni, hogy ilyen előfordul. Tegyük föl, hogy egy K elektron kirepül az atómból és a K burokból lesz egy szabad hely; ezt a helyet elfoglalhatja egy L elektron, mikor is a $K\alpha$ sugárzás kilépését váránk. De föltétlenül ki kell ennek a $K\alpha$ sugárkvantumnak válni az atómból? Nem! Miért ne foghatná el ezt valamelyik elektron? Ha megkaparintja ezt egy L vagy egy másik külső burokbeli elektron, bőven elég neki arra, hogy az atomköteletől kiszabadulhasson. Ugyanis a kiszökni készülő $h\nu_{K\alpha}$ sugáranyag, amely az L elektronnak a K burokból való lépésekor szabaddá válik, jóval nagyobb, mint bármelyik L vagy M színképi határhoz tartozó sugárkvantum, amely az elektronnak a külső tartományba való kiemeléséhez szükséges. Azt az esetet, mikor például az L burokból átlép egy elektron a K burokból, de kisugárzás még sincsen, hiszen egy másik elektron fogta el a sugárkvantumot, *sugármentes elektronátllépésnek* nevezik; a vele kapcsolatban kilépő elektront pedig *másodfajú fotoelektronnak*.

A 269. képen látható 1, 2, 3 jelzésű vonalak ilyenektől származnak, miközben wolfram sugárzása ezüstlemezre esik. Az 1. számú vonal föltevésünk szerint úgy keletkezik, hogy az ezüstatomnak egy $K\alpha$ fotonját ($h\nu_{AgK}$) birtokába veszi egy L burokból tartozó elektron és kiadva belőle az L burokból való kiemelkedéshez szükséges munkát ($Ag E_L$), a maradék energiával kirepül. Hasonló módon keletkeznek a többi vonalak is. Tehát az 1, 2, 3 vonalakhoz tartozó elektronok mozgási energiáját a következő kis táblázatba foglalhatjuk össze:

$$\begin{array}{ll} 1 \dots & h\nu_{AgK\alpha} - Ag E_L \\ 2 \dots & \left\{ \begin{array}{l} h\nu_{AgK\alpha} - Ag E_M \\ h\nu_{AgK\beta} - Ag E_L \end{array} \right. \\ 3 \dots & h\nu_{AgK\beta} - Ag E_M. \end{array}$$

Ezek a sávok szélesebbek, mint az előbbiek: a legnagyobb sebesség jól meghatározott, de úgy látszik, sokszor nem juthat ki ezzel az elektron az atom belsejéből.

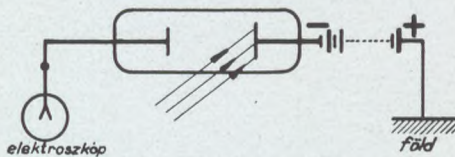
A másodfajú fotoelektronok mozgási energiája nem származik közvetlenül a beeső sugárzásából. Ez utóbbi csak serkenti, csak előkészíti az atomot ilyeneknek a kibocsátására. Ezeknek a sebességét előre meghatározza az elektronburokok energiakülönbsége, amely meg az elemeknek egyéni tulajdon-

sága. Ebből az következik, hogy ezek a másodfajú fotoelektronok majdnem annyira jellemzők az anyagi minőségre, mint a karakterisztikus sugárzások. Sebességük független a testre eső sugárzás rezgésszámától, csak az anyagi minőségtől függ. Éppen ezért *jellemző (karakterisztikus) β sugaraknak* is nevezik őket.

123. A fotoelektronok száma. A fénysugarak körében LÉNÁRD megállapította azt a nevezetes törvényt, hogy az időegység alatt kilépő fotoelektronok száma egyszerűen arányos a beeső fény erősségével, mindaddig, míg a fény színe változatlan marad, vagy összetett fény esetén az alkotórészek aránya ugyanolyan marad.

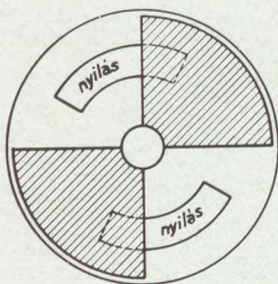
Sejthető, hogy az említett alaptörvény a Röntgen-sugarak körében is érvényes. Erről vastagabb fémlemezek esetében olyanféle kísérleti berendezéssel győződhetünk meg, amelyet LÉNÁRD is használt fényelektromos kutatásaiban. A fémlemezt üveghengerbe forrasztjuk, amelyben vele szemben dróthálót, vagy egy másik fémlemezt helyezünk el (270. kép). A két fémnek külön kivezetése van. Az üveghengerből a levegőt teljesen kiszivattyúzzuk. Az elektronok kellő irányítása céljából 50—100 voltos kis akkumulátortelep negatív sarkát kapcsoljuk össze a vizsgálandó fémlemezzel, míg pozitív sarkát földeljük. A cella másik kivezetését meg érzékeny elektroszkóppal kapcsoljuk össze. Ha most — vékony alumíniumablakon keresztül — Röntgen-sugárzást ejtünk a fémre, az elektronok mind az elektroszkópba futnak: megfigyeljük az egy másodperc alatt nyert töltést. Vigyük a lámpát (az antikatód gyújtófelületét) kétszer olyan messze a fémlemeztől: ekkor a beeső sugárzás négyszer gyengébb lesz és az elektroszkóp is négyszer kisebb töltést kap egy másodperc alatt. Ilyen és hasonló kísérletekkel megállapították, hogy a *Röntgen-sugárzás által az időegység alatt kiváltott fotoelektronok száma egyenesen arányos a sugárzás erősségével*, mindaddig, amíg a sugárzás rezgésszáma vagy összetétele változatlan marad. (Változatlanul kell maradni a beesés módjának is.)

Közeleső gondolat volt a *fényelektromos cellát is megvizsgálni ebből a szempontból*. A kísérletet uviolüvegből készült Elster és Geitel-féle káliumcellával végeztem, amelynek csekély argontöltése volt. A kapcsolás módja a 270. képre emlékeztet.



270. kép. A Röntgen-sugarak fényelektromos hatásának vizsgálata.

A különbség csak az, hogy az elektrométer is egy igen nagy (sok millió ohm) ellenállású vezetõn keresztül földelve van. Így azután állandó áram halad a földtõl földig. Ez a nagy ellenállás nem rontja el a dolgokat, hiszen a fotocella belsõ ellenállása szintén ugyanilyen rendû, mikor fény esik rá. Másrészrõl a gyenge áram ellenére is várható e nagy ellenállás mentén mérhetõ feszültségesés, amelyet az elektrométer jelez. Ez arányos az áram erõsségével és egyúttal a kirepülõ elektronok számával. A sugárzás erõsségének változtatására forgó nyílást (forgó szektort) használtam (271. kép). Vastag sárgarézlemezrõl készült körlapon két 90° -os nyílás van egymással szemben, melyek sárgarézlemezrõl kivágott, forgatható kör-cikkkekkel részben vagy egészben eltakarhatók. A kör szélén fokbeosztás van. Ha a nyílások egész körgyûrűvé nagyobbodnának meg, akkor egy körülfordulás alatt a teljes sugárzás áthaladna rajtuk. Ha a körgyûrű egyik felét eltakarnánk, a másikat meg nyitva hagynánk, akkor egy körülfordulás alatt az elõbbi sugárzásnak csak fele jutna át. Általában egy körülfordulás alatt az egész sugárzásnak akkora törtrésze lép át ahányadrésztét nyitva hagyjuk az egész körgyûrűnek. A fordulatszám nem játszik szerepet. A forgó nyíláson átjutó sugárzást a következõ képlet szabja meg: legyen α a nyílási szög, I_0 a lámpából kilépõ sugárzás erõssége, akkor az áthaladóé



271. kép. A forgó nyílás.

csak fele jutna át. Általában egy körülfordulás alatt az egész sugárzásnak akkora törtrésze lép át ahányadrésztét nyitva hagyjuk az egész körgyûrűnek. A fordulatszám nem játszik szerepet. A forgó nyíláson átjutó sugárzást a következõ képlet szabja meg: legyen α a nyílási szög, I_0 a lámpából kilépõ sugárzás erõssége, akkor az áthaladóé

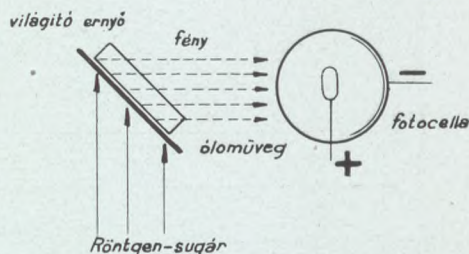
$$I_\alpha = \frac{\alpha}{360} I_0.$$

Ezt hívják *Talbot-féle törvénynek* is. A forgónyílással nagyon egyszerűen és jól oldhatjuk meg a sugárgyengítés kérdését a nélkül, hogy a sugárzás összetételét megváltoztatnánk, vagy a lámpát elmozdítanánk.

A kísérletek eredménye szerint a *kálciumcella fényelektromos áramának erõssége arányos a ráesõ Röntgen-sugárzás erõsségével* — pedig a sugárzást tizedrészére is legyengítettem.

Megjegyezzük, hogy az említett fényelektromos cellában nemcsak a káliumrétegbõl váltak ki elektronok, hanem csekély számban az argon-gázból is. Tehát tulajdonképpen fényelektromos jelenséggel és egyidejű ionozással van dolgunk. Igaz, hogy a két jelenség között lényeges különbség nincs.

Nagy mértékben lehet fokozni az érzékenységet, ha nem közvetlenül a fényelektromos cellára ejtjük a Röntgen-sugárzást, hanem előbb egy fluoreszkáló ernyőre, s csak ennek a fényét engedjük a cellára esni.* Ha azt akarjuk, hogy a cellára csak a fluoreszkáló ernyő fénye jusson, Röntgen-sugár ellenben ne, akkor előnyösnek látszik a 272. kép szerint eljárni. A Röntgen-sugarakat 45° alatt ejtjük a fluoreszkáló ernyőre, melynek világító hátsó oldalát vastag ólomüveg takarja; ettől jobbra helyezük el a cellát.** Az ólomüveg a szétszórt Röntgen-sugárzást majdnem teljesen elnyeli, míg a fényt átengedi, tehát a cellára csak a fluoreszkáló ernyő fénye jut. Valószínű, hogy most is arányos a fényelektromos áram erőssége a Röntgen-sugárzásával, bár ez még külön megvizsgálendő.



272. kép. A világító ernyő és fotocella célszerű elhelyezése.

SELÉNYI és LANGE tapasztalták, hogy a rézoxidul- és a szeléntartalmú fényelemek, amelyek megvilágításkor elektromos áramot termelnek, a Röntgen-sugarak iránt is érzékenyek. Ugyanis erős Röntgen-sugárzás hatására érzékeny galvanométerrel jól megmérhető áramot adnak. Majd más kutatók megállapították, hogy a rézoxidul-fényelem árama arányos a Röntgen-sugárzás erősségével, a szeléntartalmú elemben azonban zavaró jelenségek lépnek föl, ugyanis az áram gyengül a sugárbeesés ideje alatt (az elem „kifárad”).

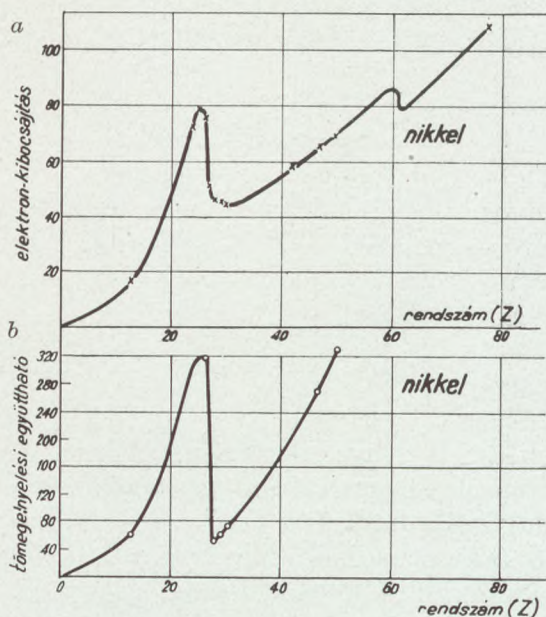
Külön foglalkozunk majd a Röntgen-sugaraknak a gázokra gyakorolt fényelektromos hatásával, amelyet ionizásnak is neveznek.

A fotoelektronok száma változatlan beeső sugárzás mellett is függ a *test anyagi minőségétől* (az elem rendszámától), amelyből kiválnak. A régi tapasztalat az volt, hogy egy elem annál bőségesebben adja ki a fotoelektronokat, minél nagyobb az atómsúlya, rendszáma, ha összetett Röntgen-sugárzás esik rá. ESPE (1929) alapos vizsgálat alá vette ezt a kérdést. Mindezelőtt közelítőleg egynemű sugárzást használt az elektronok kiváltására: vas, nikkel és réz $K\alpha$ sugárzásának a kör-

* Widemann W., 1932.

** Esetleg gyűjtőlencsét is lehet közbetenni.

nyezetét ($\lambda = 1.932, 1.655$ és 1.537 \AA .) Kiderült, hogy a fotoelektronok száma nem növekszik olyan szépen a rendszámmal együtt, mint azt korábban gondolták (273. kép). Ugyanis egy-nemű sugárzást (pl. a nikkelét) használva, eleinte növekszik a fotoelektronok száma, miközben nagyobb rendszámú elemek felé haladunk; a nikkel rendszámának (29) átlépése után azonban hirtelen lefogy, majd újra emelkedik, de a nagyobb



273. kép. Az elektron-kibocsátás (a) és a tömegelnyelési együttható (b) mint a rendszám függvénye.

$K\alpha$ sugárzására vonatkozó elnyelési együtthatót ábrázoljuk az elemek rendszámának függvényeképpen (273. kép). Ugyanis a nikkelnél kisebb rendszámú elemek eleinte rohamosan nyelik ezt a sugárzást, hiszen keményebb mint ezeknek a $K\alpha$ sugárzása; a nikkel átlépése után azonban hirtelen kelletlenné válik a sugárzás, majd ismét növekszik az elnyelés. Ebből az a tanulság, hogy a fotoelektronok akkor lépnek ki nagy számban, mikor a test nagy mértékben nyeli el a ráeső sugárzást. Ez egészen természetes, ha arra az álláspontra helyezkedünk, hogy a fotoelektronok a beeső sugárzásból kapják energiájukat.

ESPE még azt is tapasztalta, hogy minél közelebb vagyunk a simuló sugárbeeséshez, annál bőségesebb az elektronkiadás. Ekkor talán nem kell olyan mélyről jönni az elektronoknak és könnyebben kijutnak a testből.

rendszámú elemek (60) körében ismét egy kis süllyedést mutat, ezután újra emelkedik. Hasonló menetű a vas és réz $K\alpha$ sugárzásakor kapott görbe is, csak a törései kissé eltolódnak.

E görbék nagyon hasonlítanak az elnyelési vagy gyengítési görbékhez, amelyeket akkor kapunk, mikor az elnyelési együtthatót a hullámhossz függvényeképpen rajzban ábrázoljuk. De egészen hasonló görbét kapunk akkor is, ha például a nikkel

Nevezetes kérdés az is, hogy miképen függ a fotoelektronok száma a hullámhosszúságtól, vagy a rezgésszámtól. Az Einstein-féle egyenértékűségi törvény azt kívánja, hogy a szabaddá tett fotoelektronok száma egyenlő az elnyelt sugárkvantumok számával. Ugyanakkora sugárzó energiában kevesebb kvantum van, ha keményebb, mint ha lágyabb. Ugyanis a sugárkvantumok száma

$$n = \frac{E}{h\nu};$$

minél nagyobb a nevező, annál kisebb az n . Ennek alapján azt várhatnánk, hogy megegyező sugárelnyeléskor a lágy sugárzás több elektront fog kiszabadítani, mint a kemény. A tapasztalat éppen ennek az ellenkezőjét igazolja. Ennek oka vagy az, hogy az egyenértékűség törvénye csak közelítő szabály, vagy pedig az, hogy a kis energiájú lágy fotoelektronok nem tudnak kiszabadulni a testből, bár nagy számmal vannak; míg a nagy energiájú, kemény fotoelektronoknak legnagyobb része le tudja győzni az atom kötelékeit.

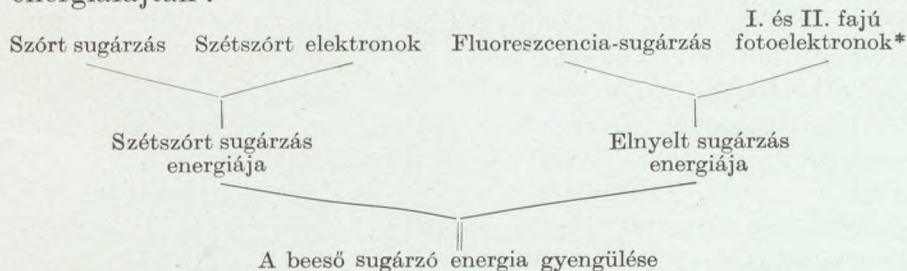
124. A fotoelektronok térbeli eloszlása. Erre vonatkozólag annyit említhetünk meg, hogy *vékony fémrétegekből* több elektron röpköd ki a sugár kilépési oldalán (előre), mint a másik oldalon (hátra). Mégpedig annál nagyobb az aszimmetria, minél keményebb a sugárzás. Azt is tapasztalták, hogy a fotoelektronok nagy része majdnem 90° -ot zár be a sugár irányával. Sok kísérletet végeztek a *gázokból* kiválasztott fotoelektronok térbeli eloszlására vonatkozólag is: az eredmény nagyjában megegyezik az előbbivel.

125. A fluoreszcencia-sugárzás. (Másodlagos jellemző sugárzás.) Az elsőfajú fotoelektronok az atom belsejéből: valamelyik elektronburokból is kiszabadulhatnak. Sejtethjük, hogy nem sokáig túrik a többi elektronok az üres helyet: sietnek a nap, a mag közelébe a külső burkokból. Ez átlépések közben persze Röntgen-sugárzás is keletkezik, amely nem lehet más, mint az illető elem jellemző sugárzása; tehát a testre eső sugárzás egy része előbb átalakul másfajta energiává (elektronok helyzeti és mozgási energiájává), majd ismét sugárzás alakjában jelenik meg. Sokat foglalkoztunk már a jellemző sugárzásra vonatkozó törvényekkel. Most csak annyit hangsúlyozunk még egyszer, hogy a jellemző sugárzás rezgésszáma az atom egyéni (belső) tulajdonsága: független attól, hogy sugárzással vagy elektronütközéssel gerjesztjük. A jellemző sugárzásnak második nevezetes tulajdonsága az, hogy a sugárforrás körül a térben

teljesen egyenletesen oszlik el, nem tüntet ki különös szeretetével egyetlen irányt sem. Harmadszor pedig megemlítjük, hogy a jellemző sugárzás semmiféle polározási állapotot nem mutat.

*

Mielőtt elhagynánk e jelenségesoportot, tekintsük át még egyszer, hogy mi a sorsa valamely testre eső Röntgen-sugárzásnak. Egyik része *szétszóródik*, másik részét *elnyeli* a test, a többi továbbhalad. A szétszóródással járó veszteségbe tartozik bele a szórási elektronok energiája is, tehát szigorúan véve a sugárszórási veszteség nem tisztán sugárzó energia alakjában marad. A sugárelnyelés tulajdonképpen abban áll, hogy a sugárzó energia elektronok helyzeti és mozgási energiájává alakul át. De jól tudjuk, hogy az elektronok helyzeti energiája árán ismét felléphet a fluoreszcencia sugárzás, sőt ez meg újból elektronenergia alakjában jelentkezhetik (II. fajú fotoelektronok). Összeállíthatunk magunknak egy kis családfát, amelynek törzse a sugárveszteség (gyengülés) és ágai az említett energiafajták :



* Ezek a test belsejében maradvá utközés útján hőt is termelhetnek.

XVII. FEJEZET.

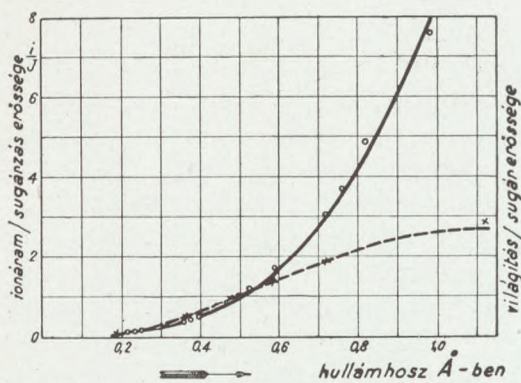
A Röntgen-sugárzás hatásai.

Sokszor szóba került már a Röntgen-sugárzásnak három alapvető hatása: az ionozó, a fényképező és a fénykeltő hatás. Eddig csak szórványosan emlékeztünk meg ezekről, mert a Röntgen-színkép ismerete nélkül részletesen nem foglalkozhattunk velük. De most pótoljuk e hiányt. Nem hanyagoljuk el persze a többi hatásokat sem: a vezetőképesség megváltozása, kristályok színváltozása, fotokémiai, biológiai, melegítő hatás stb. Ez utóbbi nagyon csekély, szinte alig észrevehető az előbb említett hatások mellett, de mégis igen nagy jelentősége van a sugárzás energiájának mérésekor.

126. Az ionozó hatás, ionos kamrák. Már RÖNTGEN felismerte, hogy az X-sugarak a levegőt s általában a gázokat elektromos vezetővé teszik. Ezt a jelenséget nevezik *ionozásnak*. Ennek a lefolyásáról a következő képet (föltevést) alkothatjuk magunknak. A gáz a belejutó Röntgen-sugárzásnak egy részét elnyeli. Az elnyelt energia árán a gázatómokból fotoelektronok válnak ki, amelyeknek sebessége a kiváltásukra fordított sugárkvantum szerint elég nagy is lehet. Ezek a fotoelektronok esetleg sorozatosan több elektront kilöknek otthonukból, amelyek meg még tovább folytathatják az atómcsonkító munkát (lökési ionozás). E folyamat eredményeképpen a gázban pozitív és negatív ionok serege keletkezik. Lehetséges, hogy egyes elektronok újra egyesülnek a pozitív ionokkal (rekombináció), majd ismét szétválnak. Szóval a folyamat megglehetősen bonyolult.

Elektromos erőter hatása alatt a kétféle ionok egymással ellenkező irányban mozogni kezdenek. Ha két szemben álló fémlemezre elektromos feszültséget kapcsolunk és közöttük Röntgen-sugárral ionozzuk a levegőt (11. kép.), akkor a fémlemezek között a pozitív ionok a negatív sarok felé, a negatívok meg a pozitív felé vándorolnak és az áramkörbe kapcsolt érzékeny galvanométer áramot jelez. A feszültség növelése közben az áramerősség eleinte szintén nő. Ugyanis minél nagyobb az ionokra ható elektromos mozgató erő, annál kisebb a lehetősége annak, hogy újra egyesüljenek. Végül a

feszültség növelése közben elérkezünk egy olyan állapothoz, mikor a keletkező összes ionok eljutnak az ellenkező töltésű fémlemezhez, vagyis egymással egyáltalában nem egyesülhetnek, mert ezt az elektromos mozgató erő nem engedi meg. E határon túl hiába növeljük a feszültséget, az áram nem erősödik, hanem megmarad korábbi értékén.* Az ilyen ionozási áramot, amelynek erőssége nem változik, ha a feszültséget növeljük vagy csökkentjük, telített áramnak nevezzük (l. 57. old.).



274. kép. Az ionozó hatás függése a hullámhosszától.

erősségét is. Egyelőre gondoljunk levegővel töltött ionos kamrára és vizsgáljuk előbb a hullámhosszától való függést. Ha a beeső sugárzó energia mindig ugyanakkora marad, csak a hullámhossza változik meg, akkor az ionozási áram erőssége a hullámhosszal együtt növekszik, mert a hosszabb hullámú sugarakat általában jobban elnyeli a levegő, mint a rövideket, már pedig az ionozási áram erősségére nézve az elnyelt sugárzás a döntő. A 274. kép az ionozási áram intenzitásának és a beeső sugárzás erősségének hányadosát*** ábrázolja a hullámhossz függvénye gyanánt. Látjuk, hogy az ionozási áram milyen rohamosan nő a hullámhosszal azonos beeső energia esetében is. Ebből azt a nevezetes következtetést vonhatjuk le, hogy az ionozási áram erőssége nem a beeső, hanem a gázban elnyelt Röntgen-sugárzás energiája felől tájékoztat. Nagy tévedés volna az ionozási áram erősségéből minden további nélkül a sugárzás erősségére következtetni. És vajjon mit mondhatunk teljes

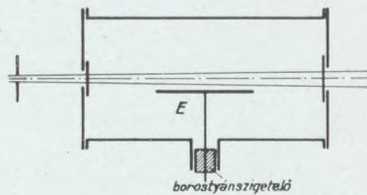
A telített áram erőssége tulajdonképpen az elnyelt sugárzás energiájától függ, hiszen ez szabja meg az ionozó fotoelektronok számát. Az elnyelt sugárzás mennyisége pedig függ a sugárzás minőségétől (hullámhosszától) és erősségétől.** Tehát végeredményben e két körülmény határozza meg a telített ionozási áram

* Nem gondoltunk sokezer voltos feszültségre.

** Egy bizonyos gázban.

*** Tehát az egységnyi beeső energiamennyiségre jutó ionozási áram intenzitását.

sugárelnyeléskor? Nevezetes kérdés, amelyre az energiamérés-kor még visszatérünk. Hátra van még, hogy a telített iónozási áramnak a sugárzás *erősségétől* való függését is megvizsgáljuk. Ha a sugárzás minősége (színképi összetétele) nem változik, csak erőssége, *ez esetben az iónozási áram erőssége arányos a beeső sugárzásával*, hiszen ezzel arányos az elnyelt energia is, már pedig föltételezhetjük, hogy a termelt iónok száma egyszerűen arányos az elnyelt sugárzó energiával. Most azonban még egy megjegyzést kell tennünk. E törvény szigorúan olyan iónos kamrában érvényes, amelyben mindazok az elektronok és iónok, amelyek az elnyelt Röntgen-sugárzás árán születnek, résztvehetnek az elektromos áramlásban és csakis ezek. Milyen föltételeknek kell eleget tenni az ilyen iónos kamrának?



275. kép.

Iónos kamra keresztmetszete.

Az *első föltétel* az, hogy a kiváló elektronok teljesen kifejtthesék a maguk iónozó hatását, melyre az elnyelt sugárkvantumok árán egyáltalában képesek.* Akadályozva vannak ebben, ha iónozás közben a kamra falába ütköznek. Tehát a kamrának olyan nagynak kell lenni, hogy az elektronok az elnyelt sugárkvantumok árán ne tudják a falát elérni. Közöséges légköri levegővel töltött kamra méreteire nézve tájékoztató, hogy a V kilovolttal megterhelt lámpa sugárzásának hatása alatt a fotoelektronok levegőben körülbelül

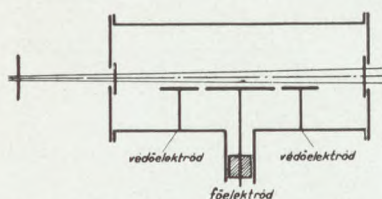
$$\left(\frac{V}{22}\right)^2 \text{ cm}$$

távolságra tudnak eljutni. Tehát például 100 kilovolt esetében 20—25 cm távolságra kell lenni a kamra falának az áthaladó sugárzás útjától. E körülményre először HOLTHUSEN mutatott rá (1919). Az ő elvei alapján készített iónos kamra keresztmetszete látható a 275. képen. A kamra hengeralakú, melynek tengelye mentén esik be a sugárzás. A sugárnyaláb közelében található a pálcáalakú E elektród, amely az elektrométerrel áll kapcsolatban. E kamrában az elektronok mozgási távolsága a legkedvezőtlenebb esetben a henger sugarával egyenlő. Persze nem akadályozhatjuk meg, hogy egyes elektronok az E pálcába ne ütközzenek, de ezeknek száma elenyésző csekély a többiekéhez képest. A henger sugarát a célnak megfelelően választjuk. Az előbbi képlet alapján kiszámíthatjuk, hogy 200

* A kamrafeszültség nem fontos, ez csak szállítja az iónokat.

kilovolt esetén már méteres kamrára volna szükségünk. Pedig ilyen megterhelés éppen napjainkban nem tartozik a ritkaságok közé. Ennek elkerülése végett *nagynyomású* gázzal töltött iónos kamrákat készítenek, amelyekben a levegőt 6—8 légköri nyomásúra sűrítik össze. Természetes, hogy egy ilyen kamrában az elektronok mozgási szabadsága jóval kisebb, mint az előbbiben, hiszen az atómkok és elektronok száma nagyon megszorodott. Tehát az elektronok sokkal rövidebb úton elveszítik sebességüket, mint előbb. Ezért a kamra méreteit nagyon lehet csökkenteni.

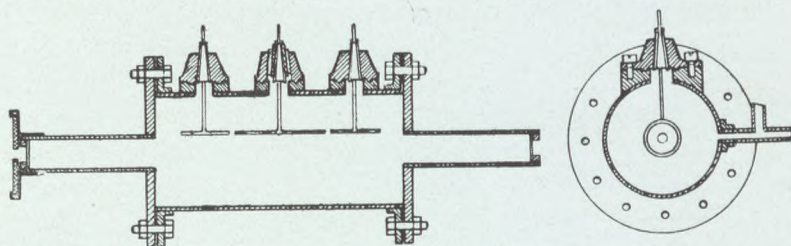
A második föltétel a zavaró elektrontermelés kiküszöbölése. Ugyanis csak azokra az iónokra van szükségünk, amelyek a



276. kép. Védő-elektrodos iónkamra.

gázban elnyelt sugárzás árán keletkeznek. Pedig más eredetű iónok is előfordulhatnak a kamra belsejében, amelyek valamilyen zavaró elektrontermelés következményei. Ennek forrása egyrészt az iónos kamra két ablaka, melyeken a sugárzás áthalad, másrészt a kamra fala a szétszórt sugárzás következtében. Az ablakokból kilépő elektronok — különösen kemény sugárzás beesésekor — elég nagy hibát okozhatnak, mert sebességük nagy lehet. A kiváló elektronok számát mindenestre csökkenthetjük azáltal, hogy a kamra ablakait kis rendszámú elemekből összetett anyagból készítjük, mert ez kevés elektront bocsát ki. Többnyire vékony alumínium- vagy celluloid-ablakokat használunk. De még ezekből is repülnek ki zavaró elektronok. Ezeket végérvényesen FRIEDRICH (1918) tette ártalmatlanná, aki a belső egyetlen főelektród mellett még védőelektródot helyezett el mind a sugár belépési, mind kilépési oldalán (276. kép). Ezek a segédelektrodok a földdel állnak összeköttetésben, míg a főelektród az elektrométerhez van kapcsolva. A védőelektródok majdnem teljesen fölfogják azokat az iónokat, amelyek az ablakok elektronkiadása révén keletkeznek. Persze gondolhatunk arra is, hogy esetleg elcsennek néhányat a főelektródnak szánt iónokból is. Ez megeshetik, de megnyugtatóan megemlítjük, hogy gázokban a fotoelektronok legjobban kedvelik a sugárra merőleges irányt, tehát elől és hátul nem termelnek sok másodlagos elektront, amelyek a segédelektrodok vonzási körébe juthatnának.

A kamra falának zavaró hatását a ráeső másodlagos (szétszórt) sugarak okozzák. Ugyanis, a gázatómok nemcsak elnyelik, hanem szét is szórják a sugárzás egy részét, amely különösen kemény sugárzás alkalmával nagyobb is lehet, mint az elnyelt rész; ezenfelül nagy atomsúlyú gázokból még kemény fluoreszcencia-sugárzás is indulhat ki. E másodlagos sugarak ráesnek az iónos kamra falára, belőle fotoelektronokat váltanak ki, amelyek megzavarhatják a mérést, hiszen mi csak a gáz által közvetlenül elnyelt sugárzás árán kivált fotoelektronok iónozását akarjuk mérni. Ezt a *falsugárzást* úgy csökkenthetjük, hogy a kamra falát belül kis rendszámú



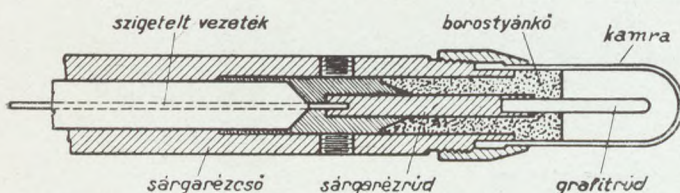
277. kép. A Behnken-féle nagynyomású iónos kamra két keresztmetszete.

elemekből összetett anyaggal vonjuk be: grafitporral vagy alumíniumporral bedörzsölt papírral; esetleg fából vagy alumíniumból készítjük. Különösen jó a grafitporral bevont papír.

Az említett követelményeknek eléggé megfelelnek a *nagynyomású iónos kamrák* is. Ilyet THALLER szerkesztett először 1921-ben. Ennek fala acélból készült és papír volt a bélése; a belső nyomás 6 atmoszférára rúgott. Még kisebb méretet választott BEHNKEN (1923), mert a levegőt 10 légköri nyomására sűrítette össze (377. kép). A Behnken-féle kamra csak 7 cm átmérőjű sárgarézcső, melynek két végén keskenyebb nyúlánya van; ezeket 1 mm vastag celluloidablak zárja el. A sugárbelépés oldalán vastag ólomlemez takarja az ablakot, amelyen 7 mm átmérőjű nyílás van. A kamra belsejében három elektródot találunk, amelyek közül a középső nagyon gondosan szigetelt, míg a két szélső csak védelemre való. A belépési nyílás nagysága és a középső főelektród hossza meghatározza azt a hengeres (pontosan csonka kúp alakú) térfogatot, amelyben kiváltott fotoelektronok iontermelő hatását mérni akarjuk. Az nem baj, hogy nemcsak e térfogatban termelt ionok jutnak a mérőelektródhoz, mert a mi célunk éppen az, hogy mindazokat az ionokat számba vegyük, amelyek az említett térfogatban kivált fotoelektronok teljes iónozó hatására kelet-

keznek. Ezek származhatnak a térfogaton kívül eső levegőrészekből is. A tapasztalat szerint 6 légköri nyomás mellett már nem fordulnak elő az említett zavaró hatások. A nagy nyomás miatt a telített áram csak nagy feszültség esetén érhető el: 1650 voltot kell e végett a kamrára kapcsolni. Az ionizációs áramot úgy méri, hogy a fotocellás méréshez hasonlóan a főelektródot igen nagy ellenálláson át a földdel kapcsolják össze s ennek két vége között fellépő feszültségesést határozzák meg, amely arányos az áram erősségével. E kamrát vagy az említett nagyméretűt, *normálkamrának* is nevezik.

Ha nem helyezünk nagy súlyt arra, hogy csak a sugárzás által kiváltott fotoelektronok ionozó hatását mérjük, akkor



278. kép. Gyűszűkamra keresztmetszete.

kisebb kamrával is beérjük. Ilyenek az úgynevezett *gyűszűkamrák*, amelyek — mint nevük is mutatja — alig nagyobbak egy gyűszűnél. Ilyen kamra keresztmetszete látható a 278. képen. A tulajdonképeni kamra egy kis hüvely, amelyet celluloidból vagy szaruból készítenek, belül grafitfalú, és egy sárgarézcső végéhez erősítenek. Közepében található egy vékony grafitrúd, amelyet kivezetésével együtt borostyánkő szigetel el a kamra falától. Ez utóbbi a sárgarézcsővel együtt földelve van. Méréskor a belső grafitrúd előzetesen elektromos töltést kap, amelyet a sugárzás hatására elveszít. Az elvesztés ideje függ a sugárzás erősségétől. Persze az előbbi mérési módszert is használhatjuk e kamra esetében is. A gyűszűkamrában szó sem lehet a fotoelektronok ionozó hatásának teljes kihasználásáról. De itt nem is ez a cél, hanem az, hogy a falba ütköző fotoelektronok által kiváltott másodlagos elektronok éppen pótolják azokat, amelyek a teljes ionozáskor keletkeztek volna. Ez a föltétel persze csak bizonyos sebességű elektronokra teljesül, általában nem. A tapasztalat szerint legkielégítőbb ez a kiegyenlítés, ha a fal anyagának sugárnyelése körülbelül egyenlő a töltőgázéval.*

A gyűszűkamrák előnye a nagy kamrákkal szemben, hogy a környező tárgyakra szétcsórt sugárzás is kifejti bennük

* Arra kell törekedni, hogy a gáz és a fal anyagának közepes (effektív) rendszáma (267. oldal) kb. ugyanakkora legyen.

hatását, míg a nagy kamrákon csak meghatározott irányú sugárzás megy át. Tehát a gyűszűkamrák a szétszórt sugárzásról is tájékoztatnak bizonyos fokig, ami különösen az orvosi gyógykezelésben fontos. (Visszasugárzás). Újabban sokféle alakú és anyagú gyűszűkamrát készítettek.

Már említettük az iónos spektrométerek ismertetésekor, hogy az iónos kamrát levegő helyett *más gázzal* is meg lehet tölteni, amely jobban nyeli el a sugárzást és erősebb iónáramot ad, mint a levegő. Minthogy a sugárelnyelés az elem rendszámának harmadik hatványával arányos, célszerű olyan gázt választani, amelynek nagy atomsúlyú alkatrészei is vannak. Megfelel az argon, a kéndioxid (SO_2), a metilbromid (CH_3Br), továbbá a metiljodid (CH_3J), az etilbromid és etiljodid ($\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$ és $\text{C}_2\text{H}_5\text{J}$) gőze.* Részletes méréseket végeztek arra nézve, hogy a különböző gázokban tapasztalható iónozó hatás mi módon függ a hullámhosszúságtól. Az eredményeket táblázatba foglalták, amelyből könnyen kiolvashatjuk, hogy bizonyos célnak milyen gáz felel meg legjobban.

127. A fényképező hatás. Már RÖNTGEN felismerte ezt is: a híres würzburgi ülésen fényképet készített KOELLIKER professzor kezéről. Az X-sugarak fényképező hatását szélteben-hosszában használják mind a tisztán tudományos Röntgenspektroszkópiai kutatásokban, mind az orvosi gyakorlatban és a technikai vizsgálatokban.

A Röntgen-sugarak hatására a fényképezőlemez előhívás és állandósítás után megfeketedik. A *feketedés* számmal fejezhető ki. Ennek meghatározása végett mindenekelőtt egy fotométerrel megmérjük a fekete lemezre eső és a rajta keresztülfutó fénynyaláb erősségét. A kettő hányadosa 1-nél nagyobb szám. Lehetne ezt is a feketedés mértékének tekinteni, de az elméleti megfontolások szerint nem ez a hányados, hanem ennek a (tízalapú) logaritmusára arányos a kiváló ezüstszemecskék számával, amelytől tulajdonképpen a feketedés függ.** Ezért

* Zechmeister László: Organikus kémia, I. k. 37. o. (1930).

** Ugyanis legyen F_0 a megfeketedett lemezre eső fény erőssége, F pedig az átjutóé. Ekkor az elnyelési törvényt így írhatjuk föl:

$$F = F_0 e^{-nK},$$

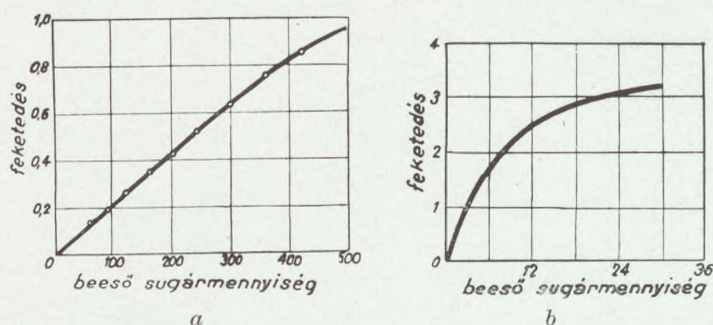
ahol n az ezüstszemecskék száma, K pedig az elnyelési együttható egy szemcsére vonatkoztatva. Ebből

$$\frac{F_0}{F} = e^{nK} \text{ és } \log_{10} \frac{F_0}{F} = n(K \log_{10} e)$$

vagyis a fényerősségek hányadosának logaritmusára valóban arányos a kiváló ezüstszemecskék számával (n). Az $\frac{F_0}{F}$ hányadost *állatszósági számnak* is nevezik.

tehát a feketedésen értjük a kidolgozott lemezre eső és az átengedett fény erősségéből alkotott hányadosnak tízesalapú logaritmusát.

A feketedés függ a fényképezőlemez 1 cm^2 -ére eső Röntgen-sugárzás mennyiségétől, amelyet a sugárzás erősségének és a beesés idejének a szorzata határoz meg. A feketedés törvényét előbb abban az esetben vizsgáljuk, midőn a beeső sugárzás erőssége változatlan marad, ellenben a megvilágítás idejét növeljük. Persze, a lemez minősége és az előhívás módja is szerepet játszik, ezért gondoljunk egy bizonyos lemezfajra és előhívási módra. A tapasztalat azt mutatja, hogy a feketedés eleinte arányos a lemezre eső Röntgen-sugárzás mennyiségével



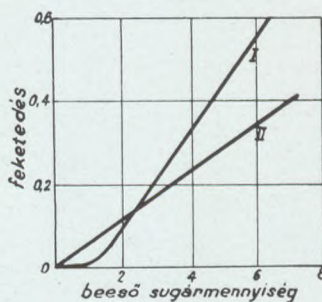
279. kép. Feketedési görbék. (A beeső sugármennyiség egységei különbözők).

s az arányosság egészen a 0.7 feketedési számig fennáll (279a. kép). Később azonban csökken a sugáradag hatása: ugyanis a beeső sugárzás jelentékeny növelésének a feketedés egészen csekély előrehaladása felel meg (279b. kép, GLOCKER és TRAUB 1921). Ha ugyanakkora megvilágítási idő esetében a sugárzás erősségét növeljük, összetételét változatlanul hagyva, a feketedésre ekkor is az előbbi törvényszerűséget és az előbbi görbét kapjuk. Más szóval, a Röntgen-sugárzás által okozott feketedés mindig ugyanakkora lesz, ha a sugárzás erősségének és a megvilágítás idejének a szorzata megegyezik — ugyanolyan színképi összetételű sugárzásra gondolva. A tapasztalat szerint ez a szabály inkább csak egynemű sugárzásra érvényes, de összetettre is elfogadható. Megemlítjük, hogy ez a szabály nem érvényes a látható fényre. Ugyanis a tapasztalat szerint rövid ideig tartó erős megvilágítás után jobban megfeketedik a lemez, mint a hosszabb ideig ráeső gyenge fényben, jöllehet, a beeső fénymennyiségek egyenlők. (Schwarzschild-törvény.)

A feketedés szabályaiból az a tanulság, hogy a Röntgen-sugárnyalábok erősségének összehasonlításakor a megvilági-

tási időt mindig úgy kell megválasztani, hogy a feketedési görbének egyenesvonalú szakaszán maradjunk. Ekkor mondhatjuk, hogy a feketedés arányos a beeső sugárzás erősségével. Tehát a feketedés megméréséből következtethetünk a sugárnyalábok erősségének arányára. Még ilyenkor is figyelembe kell venni az előhívás által okozott általános gyenge feketedést, amelyet fátyolnak neveznek.

Itt mindjárt megemlítünk még egy fontos *különbséget*, mely a Röntgen-sugarak és a látható fénysugarak fényképezőhatása között van. A 279a. képen jól látjuk, hogy a feketedési görbe a koordináta-rendszer kezdőpontjából indul ki. Ez azt jelenti, hogy a legcsekélyebb Röntgen-sugárzásnak is van hatása a lemezre: csekély feketedést idéz elő. Amennyire természetesnek látszik ez, annyira kell csodálkoznunk azon, hogy a látható fénysugarak körében nem így van. Itt a beeső fényenergiának át kell lépni egy úgynevezett *küszöbértéket*, csak azután észlelhetünk a lemezen feketedést, alatta nem. Szemléltetően mutatja ezt a 280. kép:



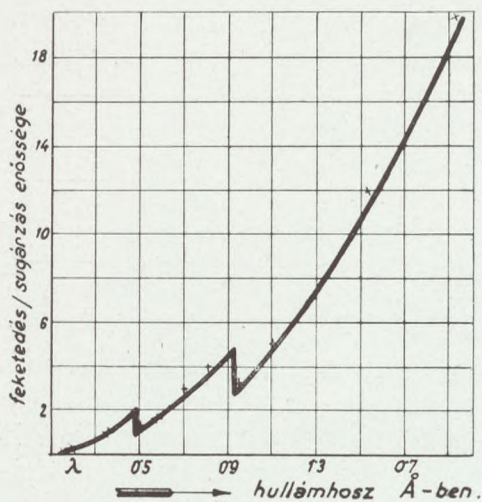
280. kép. A látható (I) és a Röntgen-fény (II) hatása a fényképezőlemezre.

az I. görbe a fénysugárnak a fényképező lemezre gyakorolt hatását ábrázolja változatlan fényerősség mellett a megvilágítási idő függvénye gyanánt, a II. görbe pedig a Röntgen-sugárét. Ennek oka talán abban rejlik, hogy a Röntgen-sugárkvantumok, amelyek egyéenként felelősek az ezüst-atómok kiválásáért, sokkal erőteljesebbek, sokkal több energiát rejtenek magukban, mint a fénykvantumok, s így elég egynéhányának a megjelenése is, hogy a lemez észrevegye őket. Ennek köszönhetjük, hogy igen gyenge Röntgen-színképvonalakat (Compton-hatás) is sikerül fényképezőlemezzen fölfogni.

Hátra van még, hogy megmondjuk, miképpen függ a feketedés a *sugárzás hullámhosszától*. Mivel a rétegnek el kell nyelni azt a sugármennyiséget, amelynek árán az ezüst-atómok kiválása megkezdődik, sejthetjük, hogy a feketedés görbéje nagyjában úgy viselkedik, mint az elnyelési görbe. Ebből az következik, hogy a feketedés a sugár lágyulásával: a hullámhossz növekedésével nagyban fokozódik. A 281. képen látható a feketedési görbe. Tulajdonképpen a feketedés és a beeső energia hányadosát mértük föl a hullámhosszúság függvényeképpen.

E hányados azt mondja meg, hogy egységnyi beeső energiameennyiség milyen feketedést idéz elő a lemezen. E vonalon is, mint az elnyelési görbéken, ugrásokat látunk. Ezek az ezüst és a bróm K elnyelési határánál lépnek föl (0.485 \AA és 0.918 \AA). Ugyanis a hosszú hullámok felől a rövidek felé haladva, a brómezüst elnyelése csökken, de a bróm K határának átlépése után hirtelen fölugrik; majd ismét fogy, de az ezüst K határánál újra fölemelkedik. Várhatjuk, hogy ennek megfelelően változik a feketedés is.

Minthogy a Röntgen-sugarak a fényérzékeny réteget



281. kép.

A feketedés függése a hullámhosszágtól.

átjárják, egy másik ilyen rétegen, melyet az első mögött helyezünk el, majdnem ugyanolyan feketedést idéznek elő, mint az első. Tehát a két egymásra tett rétegnek a feketedése nagyobb, mint az egyiké volna, hiszen nyilvánvaló, hogy a két rétegen kevesebb fény tud átjutni, mint az egyikben önmagában. Sőt, ha valamilyen tárgyárnyék-képét így két filmre vagy lemezre fényképezzük le, az árnyalati különbségek is erőteljesebbek, mint egy rétegen. De nem is szükséges

két különböző filmet vagy lemezt egymásra tenni, hanem elég egyetlen filmnek vagy lemeznek mindkét oldalát az érzékeny réteggel bevonni. Az ilyen mindkét oldalon érzékeny filmet *kettős rétegű* (vagy *kettősöntésű*) filmnek nevezik. Ezt különösen az orvosi gyakorlatban használják, mikor a test különböző részeiről készítenek Röntgen-fölvételeket.

128. A fénykeltő (fluoreszcencia) hatás. Ez nagyjelentőségű a Röntgen-sugár fölfedezésének történetében. Az első hatása a sugárnak, amelyet RÖNTGEN észrevett; az a hatás, amely árulója lett a titokzatos X-sugárnak — az emberiség nagy hasznára. Azóta kiderült, hogy nemcsak a báriumplatinciánür világít az X-sugarak hatása alatt, hanem a kalciumwolframát, a kadmiumjodid, a merkuroklorid, a willemit (cinkszilikát) és még egy egész sereg más anyag. Jól tudjuk, hogy a fluoreszkáló

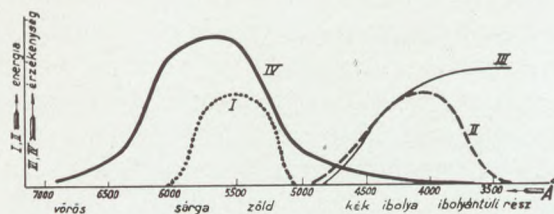
ernyő nagyon érzékeny a Röntgen-sugarak iránt: alig esik rá valami, mégis világít. Pedig a ráeső Röntgen-sugárzás energiájának is csak igen csekély részét alakítja át fénné. Tehát a világító ernyő egy-egy Röntgen-sugárkvantum árán sokezer fénykvantumot termel; elég neki csak néhányat elfogni, máris a látható fénykvantumoknak egész raját röpti ki. Mondhatjuk, hogy a világító ernyő aprópénzre váltja föl a nagy értéket képviselő Röntgen-sugárkvantumokat.

Mindenekelőtt fontos volna annak a megállapítása, hogy miképen függ a fluoreszcencia-fény erőssége a Röntgen-sugárzás *erősségétől*, ha a beeső sugárzás összetétele változatlan marad. Az erre vonatkozó mérések még hiányzanak, pedig elég jelentős a kérdés. Ellenben megvizsgálták, hogy a fluoreszcencia-fény erőssége hogyan függ a *világító ernyő vastagságától*, természetesen változatlan Röntgen-sugárzás beesésekor. Kiderült, hogy nincs értelme vastag világító réteget használni, mert a réteg mélyében keletkező fényt úgy is elnyeli az ernyő. Így például, közepes keménységű (0.7 \AA) Röntgen-sugárzás beesésekor azt tapasztalták, hogy a cinkszilikát-ernyő fluoreszcencia-fénye nem erősödik, ha a rétegvastagságot 0.2 mm -en túl növelik.

A Röntgen-sugár *hullámhosszától* nagy mértékben függ az ernyő világossága. Mégpedig a mérések tanúsága szerint ugyanakkora beeső Röntgen-energia mellett a hosszú hullámok felé menve növekszik a fénykeltő hatás. A 274. képen a szaggatott vonal jelenti a világító ernyő fényerősségének és a beeső Röntgen-sugár erősségének a hányadosát: az egységnyi Röntgen-sugár energiára eső fényerősséget, a 0.2 — 1.2 \AA -ig terjedő tartományban. A görbe valóban emelkedik a hosszú hullámok felé menve. A megfelelő ionozási görbe sokkal meredekebben emelkedik.

A világító ernyőnek különösen az *orvosi gyakorlatban* van nagy szerepe: hiszen segítségével nagyobb testrészeiről (például az egész mellkasról) pár pillanat alatt általános tájékozódást lehet szerezni. E célra különösen a báriumplatincianürrel, vagy újabban a cinkszilikáttal bevont világító ernyőket használják, mert zöldes fényük iránt az emberi szem érzékeny. A 282. képen látható a cinkszilikát-tartalmú ernyő fényének energia-eloszlási görbéje (*I*) és az emberi szem színérzékenységi görbéje (*IV*). Ha azonban alaposabban akar az orvos a test belsejébe bepillantani, akkor fényképfölvételt készít. Ilyenkor is nevezetes szerep jut a világító ernyőnek. Ugyanis világító oldalával a lemez vagy film érzékeny rétegére fektetik és így

készítik el a fölvételt. (Kettős rétegű filmekre mindkét oldalon világító ernyőt fektetnek.) Az ernyő a Röntgen-sugarak hatására világít: annak a Röntgen-sugárzásnak egy részét, amely a fényképezőlemezen átszökött volna, fénné alakítja át; ez a lemez érzékeny rétegére közvetlen közelből esve, élénk fényképezőhatást fejt ki: a fényképfölvételt mintegy megerősíti. Eppen ezért ilyenkor a világító ernyőt *erősítő ernyőnek* is nevezik. Ennek az erősítésnek az a kellemes következménye van, hogy a megvilágítási idő nagy mértékben megrövidül: az eredeti időnek 8—10-ed része elég, hogy ugyanolyan jó képet



282. kép. I. a cincszilikát, II. a calciumwolframat fényének energia eloszlási görbéje; III. a bróm-ezüst, IV. az emberi szem színérzékenységi görbéje.

kapjunk. Különösen a kalciumwolframáttal bevont papír vagy vászon alkalmas erősítő ernyőnek, mert halványkék fénye a fényképező lemeznek nagy kedvence. Erről meggyőző bennünket a 282. kép, amelyen a II. görbe a kalcium-

wolframat fényének energiaeloszlási görbéje, a III. pedig a bróm-ezüst színérzékenységi görbéje. E kép arra is megtanít bennünket, hogy a közönséges világító ernyő erősítő ernyőnek nem jó és fordítva. Nem igen sikerül a közönséges világító ernyőn látható kép lefényképezése sem.

Az erősítő ernyő azonban el is ronthatja a képet: ha rétege durva szemcséjű, vagy nem símul eléggé hozzá a filmhez, vagy lemezhez, akkor a kép határvonalai elmosódottá válnak. Tehát az erősítő ernyőnek igen finoman szemcsézett rétegűnek kell lenni és nagyon jól hozzá kell símulni a fényképező lemezhez. Ha csak gyakorlati célú felvételekről van szó, az erősítő ernyő előnyösen használható Laue-képek készítésekor, az orvosi Seemann-spektrográfban, stb. A tapasztalat szerint az erősítő ernyők hatása több órai megvilágítás alkalmával, amely fémvizsgálatok közben előfordul, nem olyan kedvező, mint az orvosi gyakorlatban, ahol a megvilágítási idő általában sokkal rövidebb.

Az erősítő ernyő hatása a fényképezőlemezre nagy mértékben függ a Röntgen-sugár hullámhosszától is. E függést híven kifejezi az *erősítési tényező* változása a hullámhosszal. Az erősítési tényező azt mondja meg, hogy ugyanolyan feketedés elérésére hányszor nagyobb megvilágítási idő kell erősítő ernyő

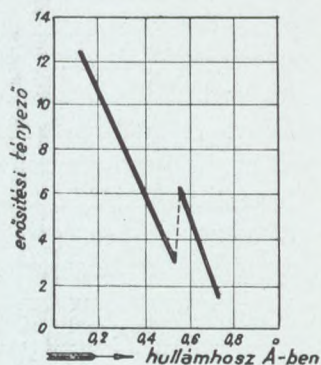
nélkül, mint ezzel — változatlan Röntgen-sugárzás beesésekor. Röviden kifejezve, az erősítő tényező megmondja, hogy az ernyő az eredetinek hányadrésére csökkenti a megvilágítási időt. A 283. kép szerint mindenekelőtt kijelenthetjük, hogy 0.7 \AA -on felül nem sok hasznunk van az erősítőernyőből, sőt inkább kárt csinál: ha ugyanis az ernyő van a lemez előtt, akkor ez nyeli el a sugárzást; ha meg hátul rejtőzködik, akkor meg a lemez vagy a film van útban. A rövid hullámok felé közeledve, az erősítési tényező növekszik, majd hirtelen lesüllyed, mielőtt átlépjük az ezüst elnyelési határát (0.485 \AA); ezen túl körülbelül 0.1 \AA -ig folyton nagyobbodik, ha a hullámhossz kisebbedik.

Első pillanatra azt gondolhatnánk, hogy az erősítő ernyőt éppen akkor használhatjuk legnagyobb sikerrel, mikor a Röntgen-sugárzás igen gyöngye. Sajnos, éppen ekkor mondja föl a szolgálatot. Ugyanis említettük, hogy a fényképező-lemez nem fogad el akármilyen kicsiny fénymennyiséget, hanem ennek bizonyos küszöbértéke van: csak ennek átlépése után veszi észre a lemez a látható fényt.

Ebből az következik, hogy igen gyenge Röntgen-sugárzáskor, mikor a fluoreszcencia-fény szintén csekély, az erősítő ernyő nem segít semmit. Szerencsére a Röntgen-sugár számára nincs ilyen küszöbérték, tehát igen hosszú idő alatt rendkívül gyenge színképvonalakat is le lehet fényképezni.

A fluoreszcencia nem szűnik meg azonnal, ha a gerjesztő Röntgen-sugárzást megszüntetjük is. Az utólagos világítás ideje gyakran olyan rövid, hogy észre sem vehető; de erősebb sugáradaggal elérték azt is, hogy ez az idő több órára terjed. Ez a jelenség a *Röntgen-foszforeszcencia*. Orvosi célokra olyan világító ernyő alkalmas, amelynek nincs utólagos fénye. Ilyen mindenekelőtt a báriumplatinciánür-ernyő, de jól megfelel a célnak az olcsóbb „Astral” és „Ossal” nevű ernyő is (alapanyaguk cinkszilikát). Az erősítő ernyők használatakor figyelembe kell venni, hogy gyors egymásutánban ugyanazzal az ernyővel nem ajánlatos fényképfőlvételt készíteni.

Jól tudjuk, hogy a Röntgen-sugarakon kívül a hirtelen megállított elektronok is kelhetnek fluoreszcencia-fényt. Így például a gáztartalmú Röntgen-lámpák üvegfala az antikatódrról



283. kép. Az erősítési tényező függése a hullámhosszúságtól.

szétszóródó elektronok ütközése miatt világít zöldes színben. A kísérletek kiderítették, hogy ez a gyakori zöldes fény az üveg mangán-tartalmától származik. Mangánmentes üveg ellenben nem zöldes, hanem halványkékes színben fluoreszkál; így világít az ólomüveg is.

129. Egyéb hatások. A Röntgen-sugarak hatására egyes szigetelő anyagok elektromos vezetővé válnak: ilyenek a paraffin, csillám, kén, borostyánkő, ebonit, kvarc, mészpát; továbbá a paraffinolaj, szénkéneg, benzin stb. Maga RÖNTGEN részletesen megvizsgálta a kőszó vezetőképességének növekedését, ha X-sugarak hatásának, majd fénynek tette ki. E körben legfontosabb a *szelén* viselkedése. Már 1896-ban, tehát a Röntgen-sugarak fölfedezésére következő évben ismeretessé vált, hogy a szelén elektromos ellenállása a Röntgen-sugarak hatására szintén csökken, akárcsak megvilágításkor, tehát a vezetőképessége növekszik.* Ez a változás elég feltűnő, éppen ezért használta föl FÜRSTENAU arra, hogy belőle a Röntgen-sugárzás erősségére következtessen. A vezetőképesség változása nagyjában arányos a beeső sugárzás erősségével, ha a sugárzás összetétele kb. ugyanaz marad. A sugárkeménységtől azonban nagyon függ: ha a hullámhosszat csökkentjük, egyúttal igen rohamosan kell növelni a sugárzás erősségét, hogy a vezetőképesség körülbelül mindig ugyanannyival változzék meg. Ez természetes is: ilyenkor csekély a sugárelnyelés, tehát nem várhatjuk, hogy sok elektron válik ki.

A Röntgen-sugarak egyes testeken érdekes *színváltozást* is okoznak. Így a világoszöld báriumplatincianür eleinte sárga, majd barnásszínűvé válik, ha tartósan tesszük ki a sugarak hatásának. A kőszó meg barnássárga lesz, ha huzamosabb ideig esnek rá Röntgen-sugarak. Ilyen kőszókristályok vezetőképességét vizsgálta GYULAI ZOLTÁN is. A legtöbb Röntgen-lámpa üvegfala hosszas használat után ibolyaszínűvé válik — ugyancsak az X-sugárzás következtében. Ez a színváltozás az üveg mangán-tartalmával áll összefüggésben és körülbelül 300 C⁰-on eltűnik.

A Röntgen-sugarak *fotokémiai* hatását is megfigyelték. Kloroformban, benzolban vagy szénkénegben oldott jodoformból sikerült jódot kiválasztani X-sugarakkal. Más ilyenféle fotokémiai jelenségeket is észleltek.

A Röntgen-sugarak csekély *melegítő* hatásáról és az élősejtekre *gyakorolt (biológiai) hatásáról* később szólunk.

* Zemplén—Pogány—Pöschl: Az elektromosság II. kiad. 518. old.

XVIII. FEJEZET.

A Röntgen-sugárzás mérése. A sugárenergia és az ionozó hatás kapcsolata.

A sugárzásmérés a fizikának egyik nevezetes és jól kidolgozott fejezete. Hiszen régóta érdekelte az embereket a nap sugárzásának energiája, földi fényforrások sugárzása, mindenekfölött pedig a *fekete sugárzás*, amely — mint tudjuk — valamilyen állandó hőmérsékletű üregből kilépő sugárzás. Ez éppen azért kötötte le annyira az emberek figyelmét, mert független a test anyagi minőségétől és így alkalmas arra, hogy a sugárzásmérésben alapul válasszuk és más sugárzásokat hozzá hasonlítsunk. A fekete sugárzás pontos megmérésére való törekvés hatalmas lendületet adott e mérési módszereknek. Azt gondolhatnánk, hogy csak alkalmazni kell ezek közül valamelyiket a Röntgen-sugárzásra és máris célnál vagyunk. A dolog nem megy ilyen egyszerűen. Ugyanis e módszerek csak hősugárzásra, fényre alkalmasak, amelyeknek már egy vékony papírlap is halálát okozza. De nem ilyenek a Röntgen-sugarak! Az energiamérés szempontjából éppen legbecsesebb tulajdonságuk: a hatalmas áthatoló erő okozza a legtöbb bajt, a legtöbb nehézséget.

130. A sugárzásmérés alapelve. Bármilyen sugárzásról van is szó, a sugárzásmérés célja annak a meghatározása, hogy *egy négyzetcentiméternyi területre merőlegesen mennyi energia esik egy másodperc alatt*. Ezt az energiát kifejezhetjük grammkalória/mp. cm^2 egységben, de átszámíthatjuk erg/mp. cm^2 , vagy akár watt/ cm^2 -re is. Ez energia megmérése végett a sugárzást egy testtel el kell nyeletni, mégpedig *teljesen*. A teljes sugár-elnyelés abban áll, hogy sem visszaverődés vagy szóródás, sem áthaladás útján a beeső sugárzásnak legcsekélyebb része sem jut ki a testből. Ezt az eszményi esetet természetesen csak megközelíteni lehet, de elérni nem. Különösen Röntgen-sugárzás esetében nem! Ha a test állandóan nyeli el a ráeső változatlan sugárzást, akkor hőmérséklete emelkedik. De nem nő korlátlanul, csak egy bizonyos határig. Ugyanis az elnyelt sugárzás a test belsejében hő alakul át, amelyből a test sugárzás és vezetés

útján állandóan ad ki valamit környezetének. A hőmérséklet emelkedésével ez a kiadás is mindig nagyobb lesz. Végül elkövetkezik az az idő, amikor a kiadás ugyanakkora lesz, mint a bevétel (az elnyelt sugárzás). Ez az állapot a *hőegyensúly* állapota. Ennek elérése után a hőmérséklet tovább nem emelkedik, hanem változatlan marad. Ugyanis ekkor a test által egy mp alatt elnyelt sugárzó energia egyenlő lesz az egy mp alatt kiadott energiával. Sugárzásméréskor előnyös ezt az állapotot bevárni. A sugárzás elnyelésével együttjáró melegedés miatt a test kiterjed, elektromos ellenállása vagy más tulajdonsága megváltozik. Az egyensúlyi állapot beálltakor ez a változás megáll: a kiterjedés vagy az elektromos ellenállás növekedése stb. tovább nem folytatódik. Éppen ezt a körülményt használjuk föl a sugárzás által szállított meleg megmérésére. Ugyanis a mérendő sugárzást megszüntetve, a testtel elektromos áram vagy ismert sugárzás útján annyi hőt közlünk, amennyi ugyanazt a melegedést, tehát ugyanazt a kiterjedést vagy elektromos ellenállásváltozást stb. idézi elő (egyensúlyi állapotban), mint a mérendő sugárzás.*

A testnek saját kisugárzását és másféle hőkiadását persze nem tudjuk megakadályozni sem az egyik, sem a másik esetben, de erre nincs is szükségünk: csak az a fontos, hogy ez a hővesztesség mindkét esetben ugyanakkora legyen és mindkét esetben egyensúlyban legyen a test környezetével.

Az X-sugárzás energiájának mérésére a következő eszközök használhatók: a kettős léghőmérő, a bolométer, a hőelektromos oszlop és a folyadékos kaloriméter.

131. A léghőmérős módszer. A léghőmérőt DORN használta először a Röntgen-sugarak hőhatásának mérésére (1897). Utána többen alkalmazták e mérési módszert tökéletesített alakban. Alapgondolata az, hogy egy jól elzárt fémdarab a Röntgen-sugarak hatására fölmelegszik, majd melegét átadja a környező levegőnek, amely kiterjed és egy hajszálcsőben levő folyadék-cseppet odébb tol. KIRCHER és SCHMITZ (1926) ilyenfajta kísérleti berendezése a következő (284. kép). Két Dewar-edényt vékony hajszálcső kapcsol össze, amely középen kettéágazik. A felső ágban csap van, az alsóban pedig egy kis alkoholcsepp. A baloldali edényben négyzet alakú ólomlemez nyugszik, amely-

* Néha a sugárzás beesése és a mérés céljából létesített energiaváltozás (pl. áramgyengítés) egyidejű (nullamódszer). Néha meg nem várják be az egyensúlyi állapotot mérés közben, csak a sugárzás okozta változással meg-egyező változást idéznek elő másféle energiaközlés útján.

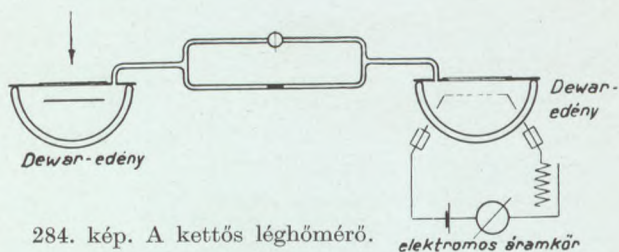
nek vastagsága $\frac{1}{4}$ mm, oldalhossza 4 cm. A másik edényben ugyanekkora tömegű, de hosszúkás kivágásokkal ellátott ólomlemez található, amelynek így elég nagy elektromos ellenállása van. Ez utóbbin pontosan mérhető erősségű elektromos áramot lehet keresztülvezetni. A Dewar-edényeket 0.1 mm vastag ebonitlemez takarja le, amelyen keresztül esik be a sugárzás a baloldali ólomlemezre. Az alkoholcsepp állása mikroszkóppal olvasható le. Az egész eszköz jó hőszigetelő anyagból készült dobozban nyugszik.

A mérés úgy folyik le, hogy először kinyitjuk a csapot, hogy a két edény levegője egymással közlekedhessék. Majd a csapot elzárva, egy-két óráig várunk, míg a teljes hőkiegyenlítődéskövetkezik. Most beejtjük a Röntgen-sugárzást: a baloldali edény levegője ki akar terjedni és a cseppet jobbfelé nyomja. Egyidejűleg bekapcsoljuk a jobboldali áramkört és addig változtatjuk az áram erősségét, míg a jobbfelől ható ellennyomás miatt az alkoholcsepp a helyén nem marad. Ez esetben a Röntgen-sugárzás által mp-ként termelt hőt egyenlőnek tekintjük az elektromos áram által termelt hővel. De az utóbbi $0.239i^2r$ grammkalória, ahol i az áramerősség mértékszámát jelenti ampèreben, r pedig az ellenállását ohmban. Ennyi energiát szállít a Röntgen-sugár mp-ként az ólomlemezre. Ebből könnyű kiszámítani, hogy 1 cm²-re mp-ként mekkora sugárzó energia esik.

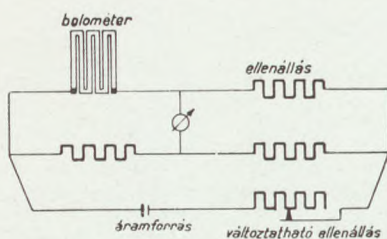
E módszerrel szemben mindenekelőtt azt az ellenvetést tehetjük, hogy a teljes sugárelnyelés föltétele nem teljesül, hiszen az ólomlemezről szétszórt sugárzás, a fluoreszcencia-sugárzás, a fotoelektronok energiája legfeljebb csak részben járul hozzá az ólomlemez melegítéséhez; továbbá kételyünk lehet az iránt is, hogy a kétféle módon bevitt hőenergia vajjon szigorúan egyenlő-e, hiszen a két ólomdarab különböző alakú.

E módszerrel szemben mindenekelőtt azt az ellenvetést tehetjük, hogy a teljes sugárelnyelés föltétele nem teljesül, hiszen az ólomlemezről szétszórt sugárzás, a fluoreszcencia-sugárzás, a fotoelektronok energiája legfeljebb csak részben járul hozzá az ólomlemez melegítéséhez; továbbá kételyünk lehet az iránt is, hogy a kétféle módon bevitt hőenergia vajjon szigorúan egyenlő-e, hiszen a két ólomdarab különböző alakú.

132. A bolométeres módszer. A bolométeres mérési eljárást először ANGERER használta 1906-ban, majd utána mások is. A mérési módszer alapgondolata az, hogy a sugárzás melegítő hatásával elektromos ellenállás-változás jár együtt, melyet



ismert sugárzással vagy elektromos áram útján való melegítéssel is elő tudunk állítani. Az elnyelő fémlemezt rendszerint olyan alakúnak választják, hogy ellenállása nagy legyen. Ugyanis ekkor nagyobb ellenállás-változás is várható melegítés alkalmával. ANGERER 0.03 mm vastag, 5 mm széles és 2.5 méter hosszú platina-szalagot tekert föl csillám-keretre. Mások különböző fémekből sokféle bolométert készítettek. A bolométert Wheathstone-féle híd (285. kép) egyik ágába kapcsoljuk, míg a másik háromba körülbelül ugyanakkora és a hőmérséklettől független ellenállást iktatunk be.* A középső ágba: a tulajdonképeni hídba érzékeny árammutatót kapcsolunk. Áramforrásul



285. kép. A bolométeres módszer.

akkumulátorokat választunk, melyeknek áramát segédellenállással igen finoman lehet változtatni. Az akkumulátorokból közvetlenül kiinduló főáram erősségét vagy megmérjük, vagy kiszámítjuk. Ebből már minden nehézség nélkül ki tudjuk számítani az egyes ágakban folyó áramok erősségét, ha ellenállásukat ismerjük. Az egész

készüléket nagyon jó hőszigetelő dobozba zárjuk.

A sugármérés a következőleg folyik le. A készüléket úgy állítjuk be, hogy az árammutató semmiféle áramot ne jelezzon. Ez nem azt jelenti, hogy a bolométeren és a többi ágakon nem halad át áram, hanem csak azt, hogy a hídban — ahol az árammutató van — szünetel az áram, mert a híd két végén ugyanakkora a feszültség. Most ráejtjük a Röntgen-sugárzást a bolométerre: az árammutató természetesen kitér. Ekkor a főáramot gyengítjük mindaddig, amíg az árammutató ismét egyensúlyi helyzetébe jut vissza, vagyis a hídban az áram megszűnik. Most a bolométerágban kisebb lesz az áram hőtermelése, hiszen gyengült az áram, de pótolja ezt a sugárzás melege. Mivel pedig az árammutató egyensúlyban van, mondhatjuk, hogy az áram hőtermelésének csökkenése *mp-ként egyenlő a sugárzás hőtermelésével*. Az előbbi ki tudjuk számítani: csak a bolométerágban folyó áram erősségének csökkenését és a bolométerág közepes ellenállását kell ismerni. Megmérve a bolométer területét, ki tudjuk számítani az 1 cm²-re *mp-ként* eső sugárzás energiáját. A sugárzás beesésekor fennálló egyensúlyi állapot úgy értendő, hogy a bolométer *mp-ként* annyi Röntgen-

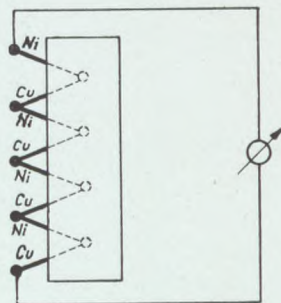
* L. Buchböck G.: Physik-chemiai mérőműszerek, 291. o. T. T. Társ. 1922.

energiát kap, mint amennyit hőszugárzás és vezetés alakjában környezetének átad. Más bolométeres módszer is van.

A mérés fordulópontja az, hogy a bolométer minden ráeső Röntgen-sugárzást teljesen elnyeljen. Természetes, hogy a másodlagos sugárzások elvesznek, sőt vékonyabb bolométer-szalagon a kemény Röntgen-sugarak még keresztül is hatolnak.* Ezenfelül az egyensúlyi állapot sohasem olyan bizonyos, sohasem olyan nyugodt, mint szeretnénk, hanem az árammutató többnyire „mászik”. Ez nagy bizonytalanságot okoz.

133. Sugármérés hőelektromos oszlop-

pal. Ismeretes hogy melegítéssel (hő áran) közvetlenül lehet elektromos áramot termelni. Erre való a *hőelem*. Ilyet úgy készíthetünk, hogy például rézdrót egyik végéhez nikkel-drótot forrasztunk, vagy általában két különféle fémrudat forrasztunk össze. Ha a szabad végeket érzékeny árammutatóhoz kapcsoljuk és a forrasztási helyet melegítjük, akkor gyenge elektromos áram keletkezik. Sőt elég kezünkkel a forrasztási helyhez közelíteni, ennek hőszugárzása is elegendő elektromos áram termelésére. Még hatásosabb egy égő gyufa vagy izzólámpa sugárzása. Több hőelemet éppen úgy összekapcsolhatunk egymással, mint az áramfejlesztő elemeket. Mégpedig a hőelemeket rendszerint sorba kapcsoljuk: minden érintkezési vagy forrasztási helyen különféle fémek találkoznak össze. Ha például réz-nikkel-elemekről van szó, akkor az első elem nikkel-drótjához a második réz-drótját kapcsoljuk vagy forrasztjuk stb. Így keletkezik a *hőelektromos oszlop* (286. kép). Használatkor nem szabad az összes forrasztási helyeket melegíteni, hanem csak minden másodikat. Hogy ez könnyen megvalósítható legyen, azért úgy a páros, mint a páratlan számú forrasztási helyeket külön csoportba foglaljuk össze: az egyik csoportot melegíteni kell, a másikat meg éppen változatlan hőmérsékleten kell tartani, hogy a két csoport között hőmérsékletkülönbség legyen. Ezt úgy érjük el, hogy a sugárzást a forrasztási helyeknek csak egyik csoportjára ejtjük, a másikat ellenben letakarjuk és esetleg még nagyobb fémtömegekkel kötjük össze. A hőelektro-



286. kép.
A hőelektromos oszlop.

* Kegerreis (1927) kiküszöbölte ezt a hibát, mert üres ólomhengert használt sugárelnyelőnek, melyre vékony drótot tekercselt. Ennek az ellenállása változott meg melegedés közben.

mos oszlop elektromos indítóereje annyszor nagyobb egy eleménél, amekkora az elemek száma (ugyanolyan melegítést föltételezve). A hőoszlop éppen ezért rendszerint érzékenyebb a sugárzással szemben, mint egy elem, bár e tekintetben a mérőeszköz és az ellenállási viszonyok is figyelembe veendők.

A Röntgen-sugárzás mérésére WIEN használta föl először a hőelektromos oszlopot 1905-ben. Később KULENKAMPPF is végzett vele nagyon gondos méréseket (1926). Hőoszlopa 8 darab vas-bizmutelemből állott. A Röntgen-sugárzásnak kitett forrasztási helyekre 0.1 mm vastag és 4.5 mm² területű ezüstlemezeket tett, amelyek zsindeleyszerűen következtek egymásra. Ezek a vékony ezüstlemezek természetesen nem nagyon nyelik el a kemény sugarakat, ezért csak a 0.5—2 Å-ig terjedő színképi tartományban volt kénytelen maradni. A hőoszlopot igen gondosan szigetelte a külső hőmérsékletváltozásokkal szemben. Eszközének érzékenysége felől tájékoztatnak a következő adatok. Ha a hőoszlopra másodpercenként $7.5 \cdot 10^{-9}$ grammkalória energiát szállító sugárzás esett, a galvanométer éppen egy osztályzattal tért ki. Az érzékenység megállapítására a Hefner-féle lámpát használta, amelynek sugárzása a láng hosszára merőlegesen régebbi mérések alapján ismeretes. Az említett nagy érzékenységre azért is szükség volt, mert nem a teljes Röntgen-sugárzás energiáját mérte, hanem egyes fémek *K* sugárzásának környezetét, amelyet fémszűrőkkel különített el.

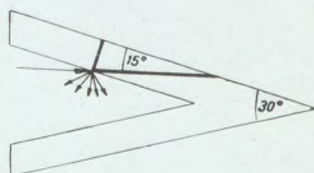
KULENKAMPPF kísérletei nyomán 1932-ben sikerült egy olyan hőelektromos oszlopot szerkesztenem, amely a színképnek jóval keményebb tartományában is, egészen 0.1 Å-ig használható és amelyben másodlagos sugárzásokból származó veszteségek alig vannak (288. kép).

Mindenekelőtt olyan anyag után kellett kutatnom, amely vékony (néhány tizedmilliméteres) lemez alakjában sem bocsátja át magán a Röntgen-sugárzást legalább 0.1 Å-ig. Ez teljesül, ha a sugárgyengítési együttható értéke 5 körül van. E követelménynek semmiféle tiszta fém nem felel meg, hiszen a platina, ólom stb. mind átengedi a *K* elnyelési határánál valamivel lágyabb sugarakat, ha vékony (néhány tizedmilliméteres) lemezt veszünk belőle. Tehát vagy ötvözetet vagy egymásra fektetett vékony fémlemezeket kell használnunk. A 266. oldal szerint e célnak jól megfelel az ólom-wolfram-cer-ötvözet, ha mindegyik fém $\frac{1}{3}$ -ad részét teszi ki az egész tömegnek. Ebből olyan lemezt kell hengerelni, amelynek minden négyzetcenti-

méterére 1 gramm tömeg jut. Szerencsére mindhárom alkotórész fajhője is elég kicsiny. (Pb: 0.031, W: 0.03, Ce: 0.039 kalória/gramm. hőfok.)

De ez a lemez csak a teljes sugárgyengítésre használható a jelzett tartományban, nem a sugárzás teljes *elnyelésére*. Pedig tökéletes sugárzás-mérést csak akkor végezhetünk, ha a másodlagos sugárzást és a fotoelektronok mozgási energiáját is az elnyelő test melegítésére fordítjuk. Ezt úgy érhetjük el, hogy sugárfelfogónak nem lemezt, hanem kúp- vagy gúlapalástot használunk. A sugárzás a kúp nyílásába esik s a másodlagos sugárzást és a fotoelektronok nagy részét szintén elnyeli a fal. Annál jobban teljesül ez, minél kisebb a kúp nyílásszöge.

A kúpos sugárelnyelőnek még más előnye is van. Ugyanis a tengelyével párhuzamosan beeső sugár nem a felszínére merőlegesen szeli keresztül, hanem ferdén

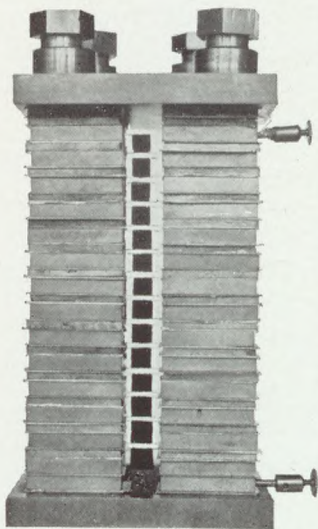


287. kép. A kúpos sugárelnyelő.

(287. kép). Ennek következtében a lemezben megtett útja sokkal hosszabb, mintha reá merőlegesen menne át. Így például 30°-os kúpnyílás esetén a tengellyel párhuzamosan haladó sugár útja a lemezben majdnem 4-szer olyan hosszú, mint a felszínre merőleges áthaladáskor. Tehát sokkal vékonyabb lemezt használhatunk a kúppalást anyagának, mint merőleges sugárbeeséskor; a sugárgyengülés mégis ugyanakkora. Igaz, hogy a lemez vékonyítása a szétszórt és a fluoreszcencia-sugárzás elnyelésének szempontjából nem előnyös, hiszen e sugarak szerteszéjjel járnak a kúp belsejében.

Első pillanatra azt gondolhatnánk, hogy e kis kúpokkal nem sokat kezdhethetünk, hiszen tömegük — még pár tizedmilli-méter vastagság esetén is — olyan nagy, hogy hőelektromos oszlop építésére alkalmatlanok. Ez azonban nem így van. Ugyanis a hőelektromos oszlop nagy érzékenységének nem elengedhetetlen kelléke a sugárfelfogó kicsiny tömege. Sőt aránylag nagy tömegekkel lehet megterhelni a forrasztási helyeket, csak arra kell törekedni, hogy a hideg forrasztási helyeken sokkal nagyobb tömeg legyen, mint a melegéken. Ezt az elvet JOHANSEN mondotta ki először. Ennek értelmében a hideg forrasztási helyekre jó vastag rézlemezeket tettem, míg a sugárzásnak kitett forrasztási helyeken az említett kúpokat, illetőleg gúlákat (14 drb) helyeztem el egymás fölött

(288. kép). A gúlak alapéle körülbelül 6 mm, magassága pedig 10 mm; a falvastagság körülbelül 0.3 mm.* Egymással 0.05 mm vastag ezüst és 0.1 mm vastag konstantandrót köti össze őket. Mérés közben az egész oszlop vastagfalú sárgaréz-dobozban áll, amelyen igen vékony alumíniumlemezzel elzárt nyílás van a Röntgen-sugárzás beejtésére. A rézskatulya ezenfelül még kettősfalú fadobozban nyugszik, melynek falközét tollpehely tölti ki és sugárátbocsátó nyílását kívül selyempapír takarja. A galvanométert vasdoboz védi az indukciós hatásokkal szemben.



288. kép. Hőelektromos-oszlop a Röntgen-sugárzás mérésére.

A belső nagy fémtömegek a jó hőszigetelés miatt majdnem teljesen állandó hőmérsékleten vannak. Ennek következtében a kúpok nagyon csekély melege-
dése már mérhető áramot kelt, másrészt a sugárzás megszűnése után a galvanométer néhány tizedosztályrésznyi hibával visszatér eredeti egyensúlyi állásába. Mivel a sugárelnyelő kúpok tömege a beeső energiához képest mégis csak nagy, néhány percig eltart, míg a galvanométer kitérése állandóvá válik.

Az eszközt hitelesíteni is kell. A hitelesítés alatt értjük annak a megállapítását, hogy a mérőeszköz egy osztályrésznyi kitérésének mekkora beeső sugárzó energia felel meg. E célra a fekete test sugárzását használtam, amelyet már sokan és gondosan megmértek. A hitelesítés eredménye szerint egy osztályzatnyi kitéréskor másodpercenként a kúpokra eső sugárzó energia körülbelül $7 \cdot 10^{-8}$ grammkalória.

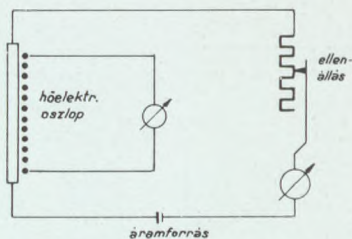
Ez a hőelektromos mérőeszköz annyira kényelmes és könnyen kezelhető, hogy nemcsak a tudományos kutatásban, hanem az orvosi laboratóriumban is jól felhasználható a Röntgen-sugárzás erősségének megmérésére.**

A hőelektromos módszernek még egy másik alakja is van. Ez abban különbözik az előbbitől, hogy nem közvetlenül

* A gúlak 0.3 mm vastag aranylemezről készültek, mert az említett ötvözethez csak később jutottam hozzá.

** Újabban *egyetlen* tellur-ezüst hőelemmel is sikerült a Röntgen-sugárzás erősségét megmérnem.

a hőoszlop forrasztási helyeire esik a sugárzás, hanem egy nagyobb tömegű fémszalagra, amelyet hátulról majdnem érint egy igen érzékeny, finom hőelektromos oszlop. Erre most nem esik Röntgen-sugár, hanem csak az előtte álló fémszalagtól kap hőt, részint vezetés, részint sugárzás útján (289. kép). A szalagot elektromos áramkörbe kapcsoljuk és bevárjuk a hőegyensúly bekövetkezését. Most ráejtjük a Röntgen-sugárzást a fémszalagra és az áramot annyira gyöngítjük, hogy a hőelektromos oszlophoz kapcsolt galvanométer kitérése változatlan maradjon. Ekkor az áram hőtermelésének csökkenése éppen egyenlő a sugárzás által a lemezre szállított energiával. De az előbbi az áramerősségekből és a szalag ellenállásából kiszámítható. Ez utóbbi eljárással mérte a Röntgen-sugárzás energiáját GAERTNER. Sugárfelfogónak 10 cm hosszú, 3 mm széles és $\frac{1}{4}$ mm vastag platina-iridium-szalagot használt, amely mögött 35 elemből álló, igen érzékeny hőoszlopot helyezett el (1930).



289. kép A közvetett hőelektromos módszer.

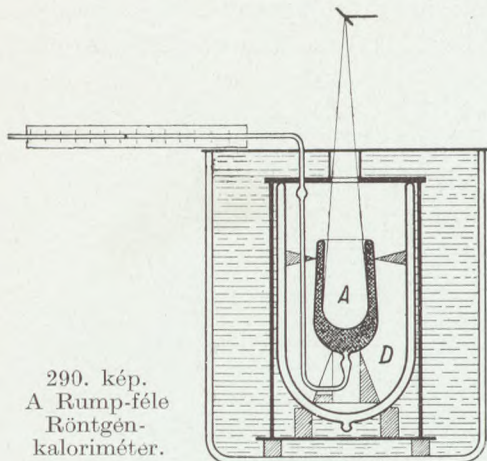
A hőelektromos oszlopnak igen nagy előnye a bolométerrel szemben, hogy sokkal nyugodtabb, tehát pontosabb eredményeket lehet vele elérni.

134. A kaloriméteres módszer. A folyadékok térfogata igen érzékeny a hőmérséklettel szemben. Minden folyadékos hőmérőben a folyadékoknak ezt a sajátságát használjuk föl. A hőmérő egyúttal megtanít arra is, hogy mi módon kell a térfogatváltozást feltűnővé tenni: úgy, hogy a folyadékot nagyobb edénybe öntjük, amelyből igen vékony hajszálcső nyúlik ki. Ha kezünkkel a nagy edényt megérintjük, a hajszálcsőben szaladni kezd a vékony folyadékszál. Ezt az egyszerű jelenséget használta föl BÁRÓ EÖTVÖS LORÁND* igen érzékeny *folyadékos kaloriméter* szerkesztésére. Hiszen hogy ismeretlen hőmennyiséget megmérhessen, nem kellett mást tennie, mint ezt a hőt a kaloriméter folyadékjával közölni és a folyadékszál elmozdulását megfigyelni. Persze, tudnia kellett azt is, hogy egy grammkalóriának mekkora elmozdulás felel meg.

Mi sem bizonyítja jobban a folyadékos kaloriméter nagy érzékenységét, mint az, hogy RUMP (1927) sikeresen tudta felhasználni a Röntgen-sugárzás energiájának megmérésére is.

* Zemplén—Pogány—Pöschl: Az elektromosság, II. kiad. 71. old.

Az ő Röntgen-kaloriméterének nagy előnye, hogy *a teljes sugárelnyelést igen nagy mértékben megközelíti vele*: ugyanis a sugárzást több cm vastag falú üregbe ejti, melyből alig jut ki valami (290. kép). Ez az üreg (A) tulajdonképpen egy kettős-falú üvegedény belseje; az edény nyílása 5 cm átmérőjű, falköze oldalt 1 cm, alul pedig 2·7 cm széles. Az edény alul 0·1 mm átmérőjű hajszálcsőben folytatódik, amelynek körülbelül 60 cm hosszú vízszintes szakasza van. Az A edény falközét éter tölti ki, amely a hajszálcsőbe is felhúzódik. Az éter-



290. kép.
A Rump-féle
Röntgen-
kaloriméter.

ben pár mm átmérőjű ólomgömbök rejtőzködnék: tulajdonképpen ezek nyelik el a Röntgen-sugárzást és melegüket megosztják az éterrel, mire ez kiterjed. A sugárelnyelő nagyobb Dewar-edényben (D) nyugszik, amelyet ólomköpeny takar a szétszórt sugárzás ellen. Az egész készüléket állandó hőmérsékletű víz-fürdő veszi körül. A sugárbelépés helyét a Röntgen-sugárzást jól átengedő Lin-

demann-féle üveglemezek zárják el, amelyeket kívül nyílással ellátott ólomfedő takar.

Mindenekelőtt tudni kell, hogy a folyadékszál egy cm-es elmozdulásának mekkora hőbevitel felel meg. Ezt RUMP úgy határozta meg, hogy a belső edénybe, ismert ellenállású drótkercset tett, amelybe pontosan megmért erősségű áramot vezetett. Így ki tudta számítani a mp-enként termelt hőt és megfigyelhette a neki megfelelő folyadékszál-eltolódást is.

A Röntgen-sugárzás mérését úgy végezte, hogy bevárta a kaloriméter *teljes hőegyensúlyának bekövetkezését*, azután körülbelül 10 percig engedte beesni a sugárzást, majd elzárva a nyílást, megfigyelte a fonál eltolódását a hajszálcsőben. Természetesen a fonál sohasem állt nyugodtan, hanem mindig „mászott” egy kicsit. De ez a mászás percenként csak néhány tizedmillimétert tett ki, míg az egész eltolódás 100 mm-nél is nagyobb volt.

RUMP ilyen módon megmérte a Röntgen-lámpából kilépő összetett sugárzás energiáját, majd pedig megvizsgálta, hogy

milyen összefüggés áll fenn a sugárzás energiája és ionozó hatása között.

135. Az elnyelt sugárzás energiájának és ionozó hatásának kapcsolata. Amint láttuk, a RÖNTGEN-sugárzás energiájának mérése nehéz feladat, éppen azért, mert a megméréendő energia igen csekély. Ha sikerülne a sugárzás ionozó vagy fényképező hatása és energiája között valamilyen egyszerű összefüggést kideríteni, ez igen nagy jelentőségű lenne, mert ekkor az ionozó és fényképező hatást is föl lehetne használni a sugárzás energiájának mérésére. Ilyen összefüggést sikerült találni KULENKAMPF-fnak; sőt a többieknek is, akiknek nevével az energiamérés módszerei közben találkozottunk, éppen eme kapcsolat földerítése volt egyik főcélja, mégpedig első sorban levegőben, hiszen a legtöbb ionos kamrában levegő van.

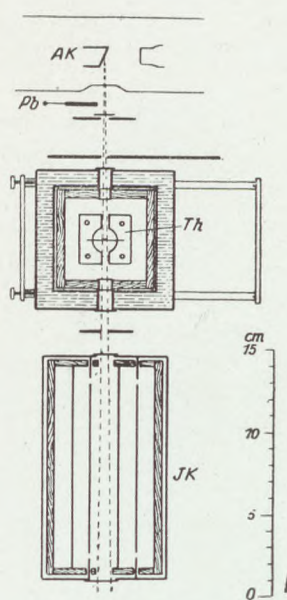
A mérés feladata tulajdonképpen a következő: egy ionos kamrában a gáz által elnyelt sugárzás energiája árán elektronok válnak ki, amelyeknek töltését és számát megmérhetjük, ha a kamra szerkesztésére vonatkozó korábbi feltételek teljesülnek. Az elektronok számával egyenlő a pozitív ionok száma is. Minden ion elvesztett elektronjával együtt egy *ionpárt* alkot. Tehát az ionpárok száma egyenlő az elektronokéval. Valamilyen egynemű sugárzás beesésekor legyen az elnyelt energia E , a kivált elektronok száma pedig n . Ekkor egy ionpár képzésére szükséges energia közepes értéke

$$\frac{E}{n} = \varepsilon.$$

Ha most más rezgésszámú sugárzás esik be, de ugyanekkora lesz az elnyelt energia, kérdés, hogy a kiválasztott elektronok száma (n) ugyanakkora marad-e vagy megváltozik. Mivel ettől függ az egy ionpár termelésére szükséges munka (ε), más szóval az a kérdés, hogy *egy ionpár termelésére szükséges energia függ-e a hullámhosszúságtól*. Ha nem függ, akkor egyenlő elnyelt energia esetén egyenlő lesz az ionpárok (elektronok) száma is. Már előre eláruljuk, hogy a tapasztalat széles hullámtartományban a függetlenség mellett döntött. Oriási előny ez a sugárzás energiájának mérése szempontjából.

KULENKAMPF volt az első, aki ezt a törvényszerűséget megállapította és meg is mérte azt a munkát, amely egy ionpár termelésére szükséges (levegőben). Mérőberendezésének vázlata a 291. képen látható. A Röntgen-lámpa sugarai vastag ólomlemezrel elzárható nyílásokon keresztül érzékeny hőelektromos

oszlopra esnek, amelynek szigetelése igen gondos a hőhatásokkal szemben (407. és 408. oldal). A hőelektromos oszlop oldalra eltolható, mikor is a sugárzás közvetlenül az ionos kamrába jut. Ez fából készült és belső oldalát rádörzsölt alumíniumpor fedi; az elektródok alumíniumrudak. E kísérleti berendezéssel sugárenergia- és ionozás-mérés egymás után gyorsan végezhető. A hőoszlop persze csak az ionos kamrába bejutó teljes sugárzó energia felől tájékoztat, ebből még ki kell számítani az elnyeltet. (Esetleg mérni is lehet.)



291. kép. Kulenkampff mérő-berendezése.

Mérés közben egyik igen fontos feladat volt elég erős, de a mellett egynemű Röntgen-sugárzás előállítása. A kristályokról visszavert nyaláb nem volt elég erős az energiamérés szempontjából. Ezért KULENKAMPFF különböző anyagi minőségű antikatódokat használt, melyeknek sugárzását alkalmas szűrőkön bocsátotta keresztül, úgyhogy csak az antikatód *K* vonalának környezete jutott az ionos kamrába (460. old.). Ilyen módon sikerült a $0.56-2 \text{ \AA}$ -nyi tartományban eléggé egynemű sugárzást kapni.

KULENKAMPFF méréseinek eredményét a 292. kép ábrázolja. A vastag függőleges vonalak talppontja a használt sugárzás hullámhosszúságát jelöli meg, magassága pedig arról tájékoztat, hogy mennyire lehetett a sugárzást egyneműnek tekinteni. A felső vastagabb vízszintes vonalon kis körök jelentik az észlelési adatokat. Jól látható, hogy ezek elég jó

megközelítésben egy egyenesbe esnek. Ennek alapján KULENKAMPFF így fejezte ki méréseinek eredményét. *Ha a Röntgen-sugár a levegőt ionozza, egy ionpár képzéséhez szükséges energia középértéke a $0.56-2 \text{ \AA}$ -nyi szinképtartományban független a hullámhosszúságtól és $35 \pm 5 \text{ volt} \times \text{elektrontöltés}$ (pozitív előjellel). Ez az energiamennyiség egyenlő annak az elektronnak mozgási energiájával, amely valahonnan 35 voltal nagyobb feszültségű helyre jut. Ez megfelel kb. $56 \cdot 10^{-12} \text{ erg-nek}$.*

E fontos állandót többen megmérték. RUMP (1927) az ő Röntgen-kaloriméterével jóval keményebb sugárzási tartományban mérhetett. Azt találta, hogy a levegő ionozásakor

a $0.13-0.5 \text{ \AA}$ tartományban egy iónpár képzéséhez középértékekben 33 volt szükséges. Eredménye elég jól megegyezik az előbbivel. Meg kell még emlékeznünk GAERTNER (1929) méréseiről, aki 10—20 légköri nyomású gázokkal töltötte meg az iónos kamrát, hogy a használt $\text{CuK}\alpha$ -sugárzást lehetőleg teljesen elnyelje. Persze a telített áramot csak igen nagy feszültség esetén érte el. A levegőn kívül más gázokban is megmérte az iónképzés munkáját. Eredményei a következők:

levegő	nitrogén	oxigén	argon
36.4	40.8	34.4	29.6 volt.

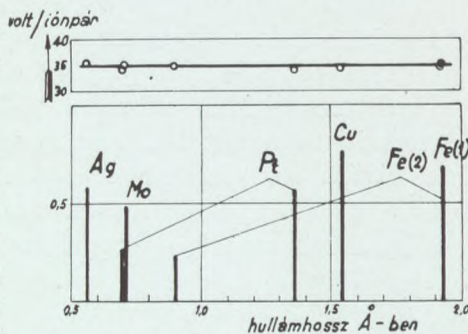
A Geiger-féle csúcsos számlálót és a számlálócsövet is felhasználták ilyenféle mérésekre.

Ha a levegőben ismerjük az iónképzési munkát, akkor közönséges iónos kamrával is megmérhetjük a beeső Röntgen-sugárzás energiáját. Ugyanis a mp-ként keletkező iónpárok számából azonnal kiszámíthatjuk az 1 mp alatt a kamrában elnyelt sugárzó energiát. Most még csak azt kell tudnunk,

hogy a kamra hányadrészét nyeli el a ráeső sugárzásnak. Ezt számítással vagy a sugárgyengülés megméréseivel körülbelül eldönthetjük. KULENKAMPPF régebben iónos kamrát használt az összetett sugárzás színképi energia-eloszlásának mérésekor. Mivel az iónképzési munka független a hullám hosszúságtól, e mérésekkel szemben most már kételyt nem támaszthatunk.

*

Most még egy fontos kérdéssel kell foglalkoznunk, illetőleg újabb kételyeket kell eloszlatnunk. Az Einstein-féle egyenérték-szabály azt kívánja, hogy minden egyes elnyelt Röntgen-sugárkvantum árán egyetlen fotoelektron (iónpár) keletkezzék. Ez a szabály látszólag ellenkezik az ismertetett tapasztalati eredménnyel. Ugyanis ugyanaz a sugármennyiség nagy rezgésszám esetén kevesebb sugárkvantumot tartalmaz, mint a kis rezgésszámok körében. Tehát egyenlő sugármennyiség elnyelésekor éppen nem várhatnánk egyenlő számú elektront, hanem számuknak a sugár keményedésével együtt fogyni kellene. Egy kis meggondolás eloszlatja kételyünket. Nem baj az,



292. kép. Az iónképzési munka a hullámhossz függvénye gyanánt.

hogy kemény sugárzáskor kevesebb fotoelektron válik ki, sőt jó. Ugyanis ekkor mindegyik fotoelektron még tovább folytatja iontermelő munkáját és joggal várhatjuk, hogy több másodlagos elektront termel, amelyeknek számát mérjük. Viszont a lágy sugárzáskor meg több fotoelektron válik ugyan ki, de ezeknek kisebb a sebessége és kevesebb másodlagos elektront termelnek. Így azután érvényben maradhat az egyenérték-szabály is a hullámhossztól független közepes ionképzési munka mellett.

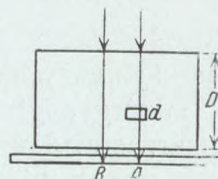
Meg kell emlékeznünk egy szóval arról is, hogy GLOCKER és BERTHOLD vizsgálatai szerint (1925) egészen hasonló törvényszerűség érvényes a Röntgen-sugár *fényképező hatására is*. Ugyanis méréseik szerint a lemez feketedésének és az elnyelt energiának hányadosa a $0.14-2 \text{ \AA}$ -nyi tartományban eléggé független a hullámhossztól. Természetesen független az elnyelt energia és a feketedés hányadosa is. De a feketedés arányos a kivált ezüstszemcsék számával, tehát az elnyelt energia és a kivált ezüstszemcsék számának hányadosa is független a hullámhossztól a megjelölt tartományban.

XIX. FEJEZET.

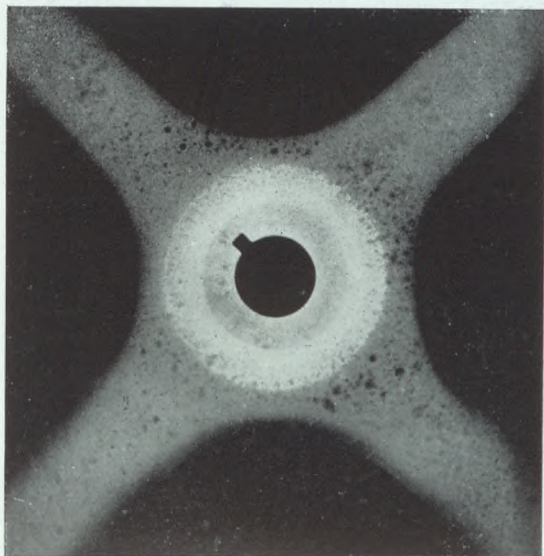
A Röntgen-átvilágítás.

Hogy a Röntgen-átvilágításnak milyen szerepe lesz az orvosi tudományban, azt tudtára adta a világnak a híres würzburgi ülésen készült kézfölvétel. Erről a szerepről később fogunk megemlékezni. Hogy milyen szerep vár rá a fémvizsgálatban, azt sejteni lehetett abból a képből, amelyet ugyan csak maga RÖNTGEN készített egy megtöltött vadászfegyverről 1897-ben (12. kép). E fénykép bizonyítja, hogy vastagabb fém-tárgyak belsejéről is tájékozódhatunk Röntgen-átvilágítással.

136. Az átvilágítás szabályai. Akár nyersanyagot, akár kész fémtárgyakat vizsgálunk, első sorban az érdekel bennünket, hogy nincs-e belül repedés, üreg, belső baj, amelyet a fényesen csillogó felszín álnokul eltakar. Ezt elárulja a Röntgen-sugár a nélkül, hogy a fémtárgyat ketté kellene vágni vagy bármilyen módon



293. kép. Üreg a test belsejében, a Röntgen-sugarak útjában.



294. kép. Hibás alumíniumöntvény Röntgen-képe.

megsérteni. Ugyanis, ha két szomszédos sugárnyaláb közül egyiknek útjába egy kis üreg esik, akkor e sugárnyalábnak tulajdonképpen vékonyabb fémrétegen kell áthatolni, mint a szomszédjának (293. kép). Nyilvánvaló, hogy erőteljesebben fog kilépni a fém belsejéből és a fényképezőlemezen sötétebbnyomot hagy, mint a másik. A 294. képen egy alumíniumöntvény Röntgen-

fényképe látható: a fém tele van légbuborékokkal, teljesen hibásan öntötték.

Első feladatunk megállapítani, hogy milyen föltételek mellett lehet a Röntgen-fényképpel igen kicsiny (esetleg néhány tizedmilliméteres) üregekről tudomást szerezni. Sejthetjük, hogy e tekintetben fontos szerepet játszik a sugárzás minősége. A nagyon kemény sugárnak valószínűleg mindegy, hogy van-e ilyen kis légbuborék az útjában vagy nincs. Tehát lágyabb sugárzásra kell gondolnunk. Igen érdekesen indokolhatjuk meg ezt az elnyelési törvény alapján. Ugyanis, jelentse I_A a buborékon keresztül kilépő sugárzás erősségét, I_B pedig a folytonos fémrétegen átlépőét (293. kép). Ekkor

$$\frac{I_A}{I_B} = e^{-\mu d} \quad (79)$$

melyben a d jelenti a sugár útjába eső üreg vastagságát, μ pedig a sugárgyengítési együtthatót egy bizonyos keménységű sugárzásra. Minél nagyobb ez a hányados, annál nagyobb a feketedések különbsége (a kontraszt).

[Ha a fémrétegre eső sugárzás erőssége I_0 , akkor a folytonos fémrétegből kilépő

$$I_B = \frac{I_0}{e^{\mu D}},$$

ahol D jelenti a lemez vastagságát. A belső üreget átszelő sugárnyaláb erőssége a kilépéskor nagyobb, hiszen ez csak $D-d$ vastagságú fémrétegen halad keresztül:

$$I_A = \frac{I_0}{e^{\mu(D-d)}}.$$

A két kilépő nyaláb erősségének hányadosa:

$$\frac{I_A}{I_B} = \frac{e^{\mu D}}{e^{\mu D - \mu d}} = e^{\mu d}$$

E képletből mindenekelőtt az a tanulság, hogy a baloldalon álló hányados annál nagyobb, minél nagyobb a μ sugárgyengítési együttható — eltekintve d -től. Íme tehát: ha kisméretű üreget (kicsiny d) akarunk a Röntgen-képen észrevenni, akkor nagy gyengítési együtthatóra (nagy μ -re) van szükségünk. Ez meg — eltekintve az ugrásoktól — annál nagyobb, minél lágyabb a sugárzás. Szóval a dolog a következőképpen áll: a kemény sugár olyan, mint a gazdag ember: ha sok pénzből elvesznek valamit, még hozzá keveset, észre sem veszi; a lágy sugár meg olyan, mint a szegény ember: ha kevés pénzből bármilyen keveset vesznek is el, bizony megérzi.

Tehát az eljárás érzékenysége szempontjából előnyös a lágy sugár. De a megvilágítási idő szempontjából meg hát-

rányos: hiszen lágy sugárzásból alig jut át valami a vastag fémlemezen, tehát hosszú megvilágítási időre van szükség.

A 31. táblázat szépen igazolja ezt 4 cm vastag alumínium-öntvényre. Ha jó fényképet akarunk készíteni, az említett két körülményt össze kell egyeztetni egymással.

Tulajdonképpen minden anyag és minden vastagság esetében

más a legkedvezőbb keménységű sugárzás, amellyel közepes megvilágítási idő alatt jó eredményt lehet elérni. Ezt igazolja a 32. táblázat. A fémlemez vastagságának növekedésével igen

nagy mértékben nő a megvilágítási idő. Az alábbi

33. táblázat felvilágosítást nyújt erről vaslemez esetében. A lámpa terhelése: 8 milliampère és 205 kilovolt; az antikatód és a lemez távolsága 50 cm; a lemez feketedése minden esetben ugyanolyan (körül-

belül 0.7), erősítő ernyő nincs. A fenti (79) képletben nem fordul elő a lemez vastagsága. Elméletileg tehát a két szomszédos sugárnyaláb erősségének hányadosa ugyanakkora, bármilyen vastag lemezben van

is az üreg. Ebből azt a következtetést vonhatnánk le, hogy a fényképező lemezen a feketedési különbség is ugyanakkora lesz.

Ez azonban gyakorlatilag nincs így, mert a fémrészekből másodlagos sugárzás is indul ki, amely minden irányból esik a lemezre. Éppen ezért a módszer érzékenységét nagyban előmozdítja a másodlagos sugárzás zavaró hatásának kiküszöbölése. Erre való az ólomszalagokból készült *sugárhatároló*, amelyet az orvosi gyakorlatban is ugyanezért használnak.

31. táblázat.

Feszültség kilovoltban	A legkisebb észlelhető üreg mérete mm-ben	Megvilágítási idő mp-ben
50	0.5	720
80	0.6	210
100	0.7	60
130	0.9	30
170	1.2	10

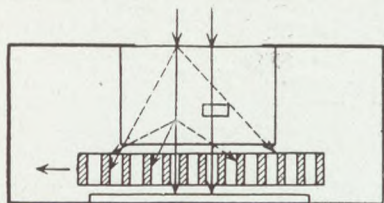
32. táblázat.

F é m	Vastagság cm-ben	Legkedvezőbb feszültség kilovoltban
Alumínium	4	80
Alumínium	10	110
Vas	6	200
Sárgaréz	6	230

33. táblázat.

Vastagság cm-ben	1	2	3	4	5
Megvilágítási idő percben	1/2	4	10	30	70

Ez rendszerint egy-két mm vastag és körülbelül 20 mm széles ólomszalagokból áll, amelyek egymással párhuzamosan futnak, vagy az antikatód felé eső oldalukon kissé összehajolnak (295. kép); esetleg keresztezik is egymást. A fényképezőlemez a sugárhatároló alá, a vizsgálandó tárgyat meg fölé helyezik. Jól látható, hogy a test belsejében szétszóródó sugarak, amelyek különben az alsó lemezre esnének, a sugárhatárolót érik,



295. kép. A sugárhatároló (Blende); körülötte ólomlemezek.

amely elnyeli őket. Ellenben a közvetlen sugarak áthaladnak a sugárhatároló nyílásain és a fényképezőlemezre jutnak. Természetes dolog, hogy a sugárhatároló árnyékképét is megkapnánk a lemezen, ha fényképezés közben egy helyben maradna. Éppen ezért ide-oda mozgatjuk vagy forgatjuk. Minthogy a sugárhatároló a beeső sugárzásnak egy részét elnyeli, a megvilágítási időt meg kell hosszabbítani. Ha két szomszédos szalag távolsága a és egynek a szélessége b , a megvilágítási idő a sugárhatároló használatakor annyszor nagyobb, mint a nélkül, ahányszor nagyobb $(a+b)$ az a -nál. (Hasonló szabályok érvényesek a forgó nyílásra, 382. old.)

A sugárhatároló az átvilágítási módszer érzékenységét nagy mértékben fokozza. Erre nézve csak azt említjük meg, hogy például 10 cm vastag alumíniumdarabban sugárhatároló nélkül legfeljebb 1·2 mm-es üreget lehet észrevenni, míg határolóval már 0·3 mm-es buborék is megfigyelhető. 6 cm vastag vaslemezben határoló nélkül 0·6 mm-es a legkisebb észrevehető buborék, míg vele 0·15 mm-es; persze, megfelelő lámpaterhelés és megvilágítási idő esetén. Szóval a sugárhatároló az érzékenységet körülbelül négyszeresére fokozza.

A sugárhatárolóval együttjáró nagy előnytől könnyen elesünk, ha nem vagyunk elég gondosak. Ugyanis a szoba falairól, berendezési tárgyairól másodlagos sugárzás juthat a lemezre és megghiúsíthatja minden törekvésünket. Éppen ezért kell lehetőleg sugárvédő lámpát használni és az egész mérőberendezést ólomlemezekkel körülvenni. Fémvizsgálatok közben védeni kell a lemezt a sugárhatároló másodlagos sugárzásától is. Ezért a lemezt ólomhatároló használatakor 1 mm vastag cink + 0·2 mm vastag vörösréz + 0·1 mm-es alumíniumlemezről álló védővel takarják le.

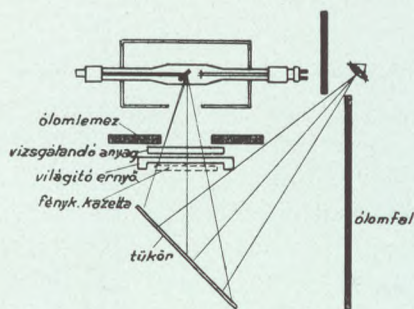
A sugárforrás (gyújtófelület) nagysága ugyancsak fontos szerepet játszik az átvilágításakor. Jól tudjuk, hogy a Röntgen-képek árnyékképek, amelyek annál élesebbek, minél kisebb, minél pontszerűbb a fényforrás. Éppen ezért törekszenek a lámpaszerkesztésben arra, hogy a nagy megterhelés mellett mégis pontszerű maradjon a sugárforrás. Egyébként az árnyék-kép annál élesebb, minél távolabb van az antikatód a fényképező-lemeztől. Ezt mutatja az alábbi 34. táblázat, amely 4 cm-es alumíniumlemezre vonatkozik. Egy kis buborék a fémtárgy belsejében annál nehezebben észlelhető, minél messzebb esik a fényképezőlemeztől.

A megvilágítási idő és az előhívás módja úgy választandó meg, hogy a lemez feketedésének mértékszám 0.7 és 0.9 között legyen. Ugyanis ilyen feketedéskor legérzékenyebb a szemünk csekély feketedési különbségek iránt.

34. táblázat.

Antikatód távolsága cm-ben	30	50	70	100
Legkisebb észrevehető buborék mérete mm-ben	0.9	0.7	0.6	0.5

Néha fluoreszkáló ernyőt is használnak fémtárgyak gyors megvizsgálásakor. Sőt gyakran ugyanazt a berendezést mind-



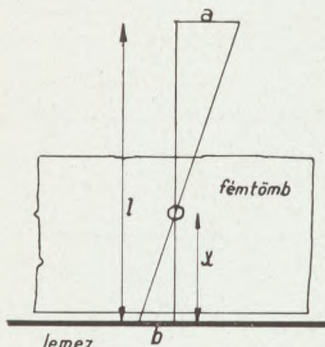
296. kép. Röntgen-vizsgálatra való berendezés.

két módon lehet használni. A 296. képen látható egy ilyen fémvizsgáló készülék alkatrészeinek elrendezése. A Röntgen-lámpa sugarai vastag ólomlemezbe vágott nyíláson keresztül a vizsgálandó tárgyra, majd a fluoreszkáló ernyőre vagy a kazettára esnek. Alól körülbelül 45° alatt áll egy tükör, amelyben a világító ernyőn megjelenő kép látható. Fontos, hogy a közvetlenül

kilépő sugarak nem esnek az észlelő szemébe, aki vastag ólomfal mögött áll s csak egy kis nyíláson keresztül nézi a tükörképet. Világító ernyővel legfeljebb olyan belső hibákat állapíthatunk meg, amelyeknek mérete a fém vastagságának 5–10%-a, fényképezéssel pedig 1–2%-ig is eljuthatunk. 230 kilovolt esetén világító ernyővel meg tudunk vizsgálni körülbelül 150 mm vastag alumínium és 40–50 mm vastag acéllemezt; fényképezéssel ezeknek a kétszeresét. Amerikában egymillió volt esetén az említett vastagság négyszereséig is eljutnak.

WIDEMANN a világító ernyőt nem szabad szemmel nézte, hanem fotocellát tett közelébe: ilyen módon olyan árnyalati különbségeket is tudott észlelni, amelyek pusztán szemmel észre nem vehetők.

Vastagabb fémtárgy belsejében lévő *buborék helyéről* is könnyen tájékozódhatunk. Ugyanis nem



297. kép. A buborék helyének meghatározása a fémtömb belsejében.

kell mást tennünk, csak két fölvételt csinálni a lemezről, miközben a lámpát a vízszintesben odébb toljuk. Tegyük föl, hogy az első fölvétel alkalmával a buborék beleesik az antikatódból a fényképezőlemezre állított merőlegesbe, melynek hossza l , és a lemeztől x távolságra van (297. kép). Az antikatód eltolása legyen egyenlő a -val. A két pont távolsága a lemezen b . Akkor a háromszögek hasonlósága alapján írhatjuk, hogy

$$a : b = (l - x) : x.$$

$$\text{Ebből} \quad ax = bl - bx,$$

$$(a + b)x = bl$$

és végül

$$x = \frac{bl}{a + b}.$$

Ha az l távolság nem merőleges a fényképezőlemezre, az egyenlet akkor is igaz, de az x jelentése megváltozik.

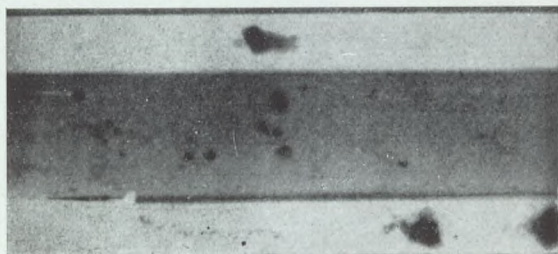
137. Fémtárgyak átvilágítása. *Fémöntés* közben gyakran előfordul, hogy az öntött tárgy tele van buborékokkal. Kivülről nem látszik ez, de a Röntgen-kép rögtön elárulja (294. kép). Különösen fontos ezt tudnunk akkor, ha az öntvény valamilyen fontosabb gép vagy készülék alkatrésze. Ugyanis az ilyen lyukacsos öntvény szilárdsága, teherbírása nem lehet akkora, mint a tömör fémdarabé.

Fontos előre tudni, hogy olyan nyersanyagok, amelyeknek megmunkálása igen nehéz és költséges, nincsenek-e tele belső hibákkal, amelyek a félig kész darabot használhatatlanná teszik. Ilyen a *stellit* nevű kobalt tartalmú ötvözet, amelyből újabban vágó és maró eszközöket készítenek. Megmunkálása igen nehéz, mert nagyon kemény. Ezért a megmunkálendő darabokat előre átvilágítják Röntgen-sugárral, nehogy később derüljön ki a baj. A 298. kép egy nagyon hibás stellitdarab Röntgen-fényképe.

Csővek, drótok húzása közben nagyon könnyen keletkezhetnek a fémekben repedések, üregek. A 299. kép egy túlságosan

kihúzott alumíniumdrót Röntgen-képe : egészen nagy, tölcser-szerű üregek vannak benne.

Ha az átvilágítandó tárgy *nem mindenütt egyenlő vastag*, (például vasúti sín), akkor előfordulhat, hogy a fényképező-film egyes részei már „elégnek” a túlságosan sok sugárzástól, míg a vastagabb részek alatt alig fejlődik ki a kép. Ilyenkor a fémtárgyat olyan folyadékba merítjük, amely a sugárzást körülbelül vele megegyezően nyeli el (300. kép). Vas- és acéltárgyaknak jól megfelel a metilenjodid 70%-os benzines oldata cellu-



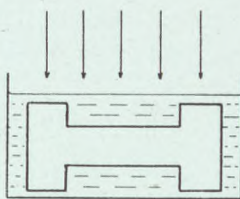
298. kép. Hibás stellit-darab Röntgen-képe.



299. kép. Túlságosan kihúzott alumíniumdrót Röntgen-képe ; a baloldali vég fele le van reszelve, ezért sötétebb a kép.

loidkádban. De sóoldatokat is használnak e célra : alumíniumnak megfelel 35 g báriumklorid 100 köbcm vízben oldva, vasnak 150 g báriumjodid és réznek 150 g báriumklorid ugyancsak 100 köbcm vízben oldva. Vasúti sínek átvilágításakor *Hoffmann Ernő* különösen alkalmasnak találta a plasztilin nevű szobrászanyagot, amely könnyen gyúrható és elnyelése ólomfestékek hozzákeverésével a célnak megfelelően változtatható.

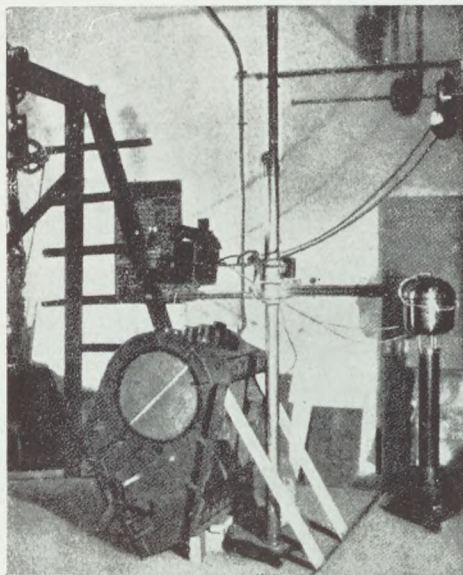
Némelykor súlyos szerencsétlenségeket lehet megelőzni a Röntgen-vizsgálattal. Nem is szólunk itt a *repülőgép* alkatrészeinek átkutatásáról, amelyek óriási igénybevételnek vannak kitéve s így a legkisebb anyaghiba emberéletbe kerülhet, az anyagi kárt nem is említve. Csak az elektromos vezetéket tartó *porcellánszigetelők* megvizsgálását említjük. Milyen óriási szerencsétlenséggel járhat együtt egy ilyen súlyos és nagyfeszültségű elektromos vezeték leszakadása, ha a porcellánszigetelő eltörik!



300. kép. Változó keresztmetszetű fémtárgy átvilágítása.

Kiderült, hogy a leszakadás oka többnyire a szigetelő henger tengelye mentén húzódó vékony kis csatorna. Ezért újabban Németországban közepkeménységű sugarakkal (70 kilovolt) megvizsgálják ezeket a szigetelő hengereket s biztosan meg tudják állapítani az esetleges hibát. Sokszor emberéletet lehet megmenteni a sűrített gázt tartó vaspalackok Röntgen-vizsgálata által.

Még csak egy példával szemléltetjük, hogy milyen nagy teret hódított már magának a Röntgen-átvilágítás. A 301. képen



301. kép.
Mozdony gőzhengerének vizsgálata.

látható egy *mozdony gőzhengerének* megvizsgálása: középen van a gőzhenger, fölötte a lámpa, jobbról a hűtő szivattyú; a henger belsejében rejtőzködik a film; a nyílásokat ólomlemezek zárják el, hogy szórt sugárzás be ne jusson.

138. Hegesztések vizsgálata.

A fémiparban igen nagy szerepe van a *hegesztésnek*.* Ha fémlapokból részekben vagy egészen zárt tartályokat kell készíteni, csöveket összekötni stb., akkor vagy összeszegecselik az érintkező fémekeket vagy hegesztik. Újabban a hegesztés nagyon előtérbe nyomul (vasúti sín, repülőgépváz, hajóváz stb.). Ha nem újfém-

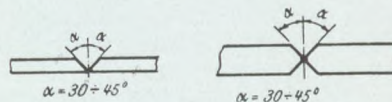
tárgyak készítéséről, hanem javításáról van szó: eltört vagy elhasználódott fémrészek pótlásáról, akkor meg alig van a javításnak más útja, mint a hegesztés. Például fontos szerep jut a hegesztésnek a *vasúti mozdonyon*. Óriási követelményeket kell kielégíteni egy mozdonyban: tűzszekekrényében, amelynek fala 2—3 cm vastag vörösrézlemezéből van, napról-napra hatalmas tűz ég; kazánjának 2—3 cm-es vasfalát állandóan feszíti a gőz, többi alkatrészei meg forognak, vagy ide-oda mozognak. Nem csudálkozhatunk hát rajta, ha a mozdony alkatrészei idővel tönkremennek: a tűzszekekrény fala elvékonyodik, kiég,

* A hegesztésről becses tájékoztatást talál az olvasó *Szili Lászlónak* a T. T. Közlöny 66. (1934.) kötetében megjelent pályanyertes dolgozatában.

más alkotórészei meg esetleg eltörnek. A javítás legkönnyebben meggy hegesztéssel.

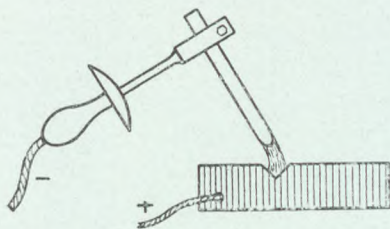
Hegesztéskor mindenekelőtt a fémtárgyak szélét leresze-lik és jól megtisztítva, egymás mellé illesztik. A reszelés módja szerint a két fémtárgy szélének keresztmetszete V vagy X betűhöz hasonló (302. kép). E szerint V vagy X-hegesztésről van szó. Persze az összeillesztésnek még sok más módja is van, de lényegében véve mindig e két alapelvre vezethető vissza.

Az összeillesztett fémek között lévő barázda fölé tartják a hegesztő-rudat vagy pálcát és így végzik az összeolvasztást. Az



302. kép. A hegesztés módjai.

összeolvasztásra (összehegesztésre) *gázlángot* (autogén-hegesztés) vagy *elektromos ívfényt* használnak. Az elektromos hegesztés a 303. kép szerint abban áll, hogy a hegesztendő fémeket az áramforrás pozitív sarkával kötik össze, a hegesztő-rudat pedig, amelynek végén szigetelő nyél van, az áramforrás negatív sarkával. Hegesztés közben a rudat a barázda fölért meg megfelelően mozgatják. Az erős elektromos áram melegítő hatása következtében a hegesztő rúd is, meg a mellette levő



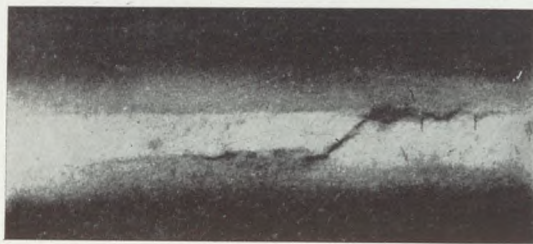
303. kép.
Az elektromos ívhegesztés.

fémrészek is megolvadnak: a barázda megtelik hegesztőanyaggal és az alkatrészek egybeolvadnak (*Slavianoff-féle eljárás*). A hegesztés nyomában persze nagy sebhely marad (varrat), de ez nem fontos: itt a szépség hibák csak másodrendűek.

A hegesztések megvizsgálása éppen olyan fontos, mint az összeforrott csontoké. A régi világban tapintással állapították meg, hogy jól forrtak-e össze a csontok, ma Röntgen-sugárral vizsgálják meg. A hegesztés jószágáról megtapintással, rátekintéssel vajmi keveset lehet mondani. Hiszen lehetséges, hogy kívülről pompásan sikerültnek minősítjük a hegesztést s csak a fémtárgy kettévágásakor tárulnak szemünk elé a meglepő hibák.

Gyakran előfordul, hogy hegesztés közben *légbuborékok* jutnak a fémbe, kisebb-nagyobb *üregek* támadnak a hegesztett részben; továbbá a hegesztő anyag és a fém nem olvad eléggé össze: *hibás kötés*. Mindezt híven elárulja a Röntgen-

fölvétel. A 304. kép 38 mm vastag vörösrézlemezről készített mozdony-tűzszekevény hegesztéséről készült. A kisebb foltok buborékokat jelentenek, a szabálytalan fekete részletek pedig belső repedéseket, üregeket. A 305. képen látható a hibás hegesztési hely metszetének közönséges fényképe csiszolás és



304. kép. Mozdony-tűzszekevény hegesztési helyének Röntgen-képe.

(A \blacktriangle jelzi a hibás helyet.)

maratás után. Látjuk, hogy a kötés a hegesztett és hegesztő anyag között nagyon rossz. (X-hegesztés.)

tésekor fordul elő, mert a megolvadt réz nagyon kedveli az oxigént. Ilyenkor az egész hegesztett anyag meglazul: a Röntgen-sugarakat jobban átengedi, mint a többi részek, és a képen széles fekete sávokat kapunk. A gázfölvétellel együtt jár a buborékok képződése is.

Csak gonddal kerülhető el hegesztéskor a *salakosodás*, amely különösen hosszú ívfény használatakor fordul elő. Ennek oka az oxigén és nitrogén-fölvétel megakadályozása végett használt idegen anyagok bejutása a megolvadt fémbe és esetleg a hosszú ívfénybe kerülő hegesztőanyag oxidációja. A salak összezsomósodik vagy sávokban helyezkedik el, minek következtében a Röntgen-képen sötétebb részleteket kapunk.

A hegesztésben igen gyakran támadnak belső repedések a lehüléssel együttjáró összehúzódás következtében. Ezek az *összezsugorodási repedések* feltűnően látszanak a Röntgen-fölvételen. A 306. kép 25 mm-es vörösrézlemezről (tűzszekevénylemez) készült: a zsugorodási repedések szerteszéjjel ágaznak.

Még feltűnőbben észlelhető a Röntgen-képen a *belső üregedés* (Lunker). A 307. kép 8 mm-es vaslemez hegesztési helyéről készült. Mellette van a kettévágott fémlemez közönséges fényképe, amelyen a hatalmas belső üreg jól látható (308. kép).

Eddig majdnem kivétel nélkül csak a hibás hegesztésekről beszéltünk. Szerencsére, nem minden hegesztés hibás, hanem

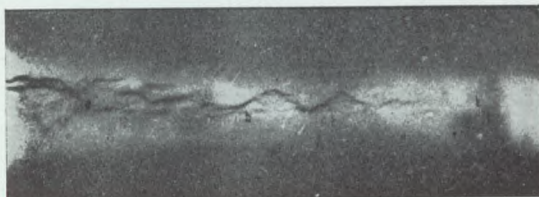
Egy másik gyakoribb hegesztési hiba a hegesztett fémrészek *oxidációja* (*elégetése*), amely különösen a vörösréz hegesztés



305. kép. A hibás hegesztési hely keresztmetszetének fényképe.

vannak *kifogástalanok* is. A 309. kép felső része egy mozdony-hajtórudat ábrázol, melyet középen a megjelölt helyen hegesztettek össze (X-hegesztéssel). Az alsó Röntgen-képen hibának nyoma sincsen: a hegesztés kitűnően sikerült.

A németországi Wittenberge-i vasúti műhelyben nagyon előrehaladt a hegesztések Röntgen-vizsgálata KANTNER és HERR vezetése alatt. Egyébként a német birodalmi vasutaknak szállítható Röntgen-



306. kép. Zsugorodási repedések a hegesztés helyén.

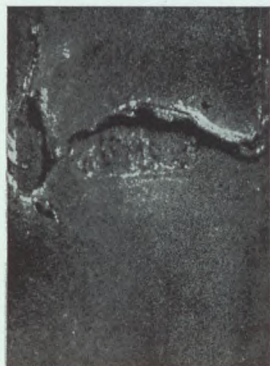
berendezéseik is vannak, amelyekkel a szabad pálya mentén (vashidak, sínek hegesztése) vagy bármelyik műhelyben lehet vizsgálatokat végezni. Egy ilyen teherkocsiban elhelyezett Röntgen-készülék látható a 310. képen: éppen egy mozdony tűzszekrényéről készítenek Röntgen-fölvételt.

Tekintettel a Röntgenvizsgálatok óriási jelentőségére, nagyon üdvösnek tartanánk, ha a hazai vasutak is berendezkednének

ilyenekre. A költségek aránylag kicsiny kiadási tételt jelentenének a költségvetésben. — Újabban gumikerekű kocsira szerelt Röntgen-készülékeket is gyártanak, melyeket pl. automobilal lehet a vizsgálat helyére vontatni.



307. kép. Hegesztés üregesedési hibával. (Röntgen-kép.)



308. kép. A hegesztési hely keresztmetszetének fényképe.

139. Festmények vizsgálata. A RÖNTGEN-átvilágításnak

a vágással, metszéssel szemben az az óriási előnye, hogy átkutathatjuk vele a test belsejét a nélkül, hogy megsértenénk. Ezért olyan kedvelt, sőt nélkülözhetetlen segédeszköz a Röntgen-lámpa az orvosi gyakorlatban: az emberi test megvizsgálásakor. De ugyanez okból használják az utóbbi időkben *festmények** meg-

* Hoffmann Ernő: T. T. Közlöny, 1931.

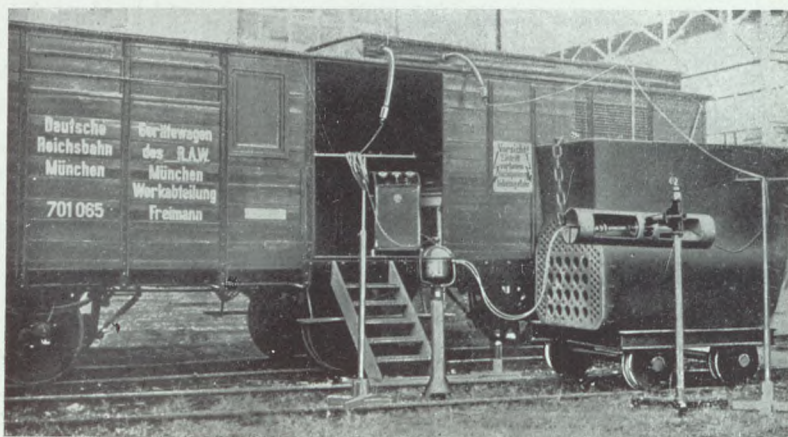
vizsgálására is. Sokszor nem tudjuk, hogy mi rejlik a birtokunkban lévő kép felszíne alatt. Lehet, hogy semmi, de lehet,



309. kép. Hibátlan hegesztés
Röntgen-képe (alul).

hogy egy másik kép, amely még becsesebb, mint a felső. Röntgen-sugár nélkül erről csak a kép megsértésével: a felső rétegnek legalább részben való eltávolításával győződhetnénk meg. De ezt a lépést csak akkor érdemes megtenni, ha alapos bizonyítékunk van arra, hogy alul valamilyen becses kép rejtőzködik. Ezt egy pillanat alatt megmondja a Röntgen-sugár, akár világító ernyővel vizsgáljuk a képet, akár fényképfölvétel útján.

A képvizsgálat alapja az, hogy az egyes festékek különbözőképpen engedik át a Röntgen-sugarakat, mert különböző rendszámú elemeket tartalmaznak. Így az ólomfehér, a króm-



310. kép. Teherkocsiban elhelyezett Röntgen-készülék; jobbról áll a Röntgen-lámpa, a lépcső előtt a hűtőszivattyú.

sárga (PbCrO_4), a cinóber (HgS) ólmot és higanyt tartalmaz, amelyek — mint tudjuk — nagyon elnyelik még a kemény Röntgen-sugarakat is. A fémpfestékek következő csoportjába tartozik a cinkfehér, a kobaltkék, az okker stb., amelyekben már

könnyebb fémek (cink, kobalt, vas) fordulnak elő, ezért a Röntgen-sugarakat jobban átbocsátják. A régi nagy művészek ilyen festékekkel dolgoztak. A múlt század közepe óta előtérbe nyomultak a szerves festékek, amelyek kis rendszámú elemekből (szén, oxigén stb.) állanak. Ezek alig gördítenek valamilyen akadályt az X-sugarak útjába.

A Röntgen-sugárral mindenekelőtt azt lehet megállapítani, hogy a *kép át van-e festve* vagy nem. Ez azért nagyon fontos, mert sok hamisítványt egyszerűen ráfestettek egy régi képre.



311a. kép. Mater Dolorosa-hamisítvány fényképe.



311b. kép. A hamisítványról készült Röntgen-kép.

melyet csekély értékűnek tartottak. Viszont ezzel elérték azt, hogy a hamisítvány maga is régi művészi terméknek tűnt fel. Persze előfordult az is, hogy a hamisító valamilyen régi becses képet használt föl álművészetének színhelyéül, amelynek értékét nem ismerte. A Röntgen-átvilágítás minderről tájékoztat a nélkül, hogy a képen csak egy karcolás is maradna vissza. Sok meglepetést okozott már ily módon a Röntgen-sugár a művészi világban: sok elrejtett vagy elveszettnek hitt kincset hozott napfényre. A 311a. kép egy Mater Dolorosa-hamisítvány fényképe, amely a XIX. század első feléből való. A hamisító DIRCK BOUTS németalföldi festő modorát utánozza, aki a XV. század közepe táján működött. A hamisítvány mellett látható Röntgen-kép (311b.) elárulja, hogy a vásznon még egy becses-

sebb kép rejtőzködik.* A felső hamis festékréteget eltávolították s így napvilágra került az alsó kép, amely Juditot ábrázolja a megölt Holofernes mellett. E kép CRANACH LUKÁCS műve és a XVI. század közepén készült. Ma nagy értéket képvisel.

Egyes másolók sokszor olyan híven utánozzák nagy mesterek képeit, hogy alig lehet megkülönböztetni az eredetit a másolattól. A Röntgen-sugár azt is eldönti, hogy egy kép *eredeti-e vagy másolás*. Ugyanis eredeti képen sokszor fordulnak elő javítások, változtatások, míg egy másolaton ilyesmi nem igen tapasztalható. A változtatások nyoma a Röntgen-képen meglátszik. Ha tehát ilyeneket észreveszünk, akkor valószínű, hogy a kép eredeti. (Hacsak a másolók a mai időben már nem tartják szem előtt a Röntgen-vizsgálatot is.) Ezenfelül híven visszatükröződik a Röntgen-képen a festék felrakásának módja is, meg az ecsetkezelés is, sőt a fa vagy a vászon minémiségéről, alkatáról is tájékoztat. Tehát nagyban elősegíti egy kép eredetiségének a megállapítását. Átfestett, látszólag hiányzó név-aláírásokat is felfedeztek már Röntgen-sugárral.

Ma már egy szépművészeti múzeumban a Röntgen-berendezés majdnem olyan segédeszköz, mint egy orvosi laboratóriumban.

140. **Egyéb alkalmazások.** A beteg emberi testhez hasonlóan a *beteg fa* törzsét is meg lehet vizsgálni X-sugárral. Belső pusztulás, rovarok által vájt lyukak, csatornák nagyon jól észlelhetők a Röntgen-felvételen.

A *faiparban* majdnem olyan fontos szerepe van a Röntgen-sugárnak, mint a *fémiparban*. Jobb előre megvizsgálni a feldolgozandó faanyagot, mint munka közben sajnálkozással venni észre a belső bajt.** De nemcsak belső hibák felől tájékozódnak így, hanem a fa átítatásakor a használt anyag beszívargásáról is.***

A természetes, de főleg a sajtolt *borostyán* is rászorul a Röntgen-átvilágításra: hiszen kisebb-nagyobb belső üregek előfordulhatnak benne. Úgyszintén a mesterséges szigetelő anyagok (például bakelit) jól megvizsgálhatók így az egyenletes anyageloszlás szempontjából.

Újabban a *szén* megvizsgálásában is szerep jutott a Röntgen-sugárnak. A természetes szén tartalmazhat ként, mész,

* Ezt a képet a bécsi Röntgentechnische Versuchsanstalt-ban készítették és *Wilde Margit* úrhölgy volt szíves közlésre átengedni. A festmények Röntgen-vizsgálata terén szép eredményeket ért el Bécsben *Wilde János* hazánkfia.

** Ilyenirányú vizsgálatokat végzett *Worschitz Frigyes* hazánkfia is.

*** *L. Mende Jenő*: T. T. Közlöny, 59. k. 577. o.

vasvegyületeket stb., amelyek tulajdonképen értékét csökkentik. E vegyületek alkotórészei nagyobb rendszámú elemek, mint a szén, tehát az X-sugarakat jobban elnyelik. Ezért a Röntgen-képen világos foltokat kapunk; az idegen anyagok egyenletes eloszlásakor az egész kép világosabb, mint tiszta szén esetén.

Az *élelmiszer*-vizsgálatban is fel lehet használni a Röntgen-sugarakat. Így mindenekelőtt a liszt és a porcukor esetleges hamisításának megállapítására. A lisztet és a porcukrot gipszszel, krétaporral vagy baritporral hamisítják. Röntgen-átvilágításakor az ásványi részek mögött sötétebb foltokat látunk a világitóernyőn. A kávé, tea hamisításának megállapítására és fűszerek megvizsgálására is felhasználható a Röntgen-sugár.

Nap-nap után szaporodik azoknak a területeknek száma, amelyeken a Röntgen-sugárra valamilyen hivatás vár.

XX. FEJEZET.

A Röntgen-színképek gyakorlati alkalmazása.

Eddig csak arról emlékeztünk meg, hogy az összetett Röntgen-sugárzás mi mindent tud elmondani a test belsejéről: fölfedi a hibákat, de nem hallgatja el a hibátlanságot sem. Most egy lépéssel tovább megyünk: megszólaltatjuk a Röntgen-színképeket is. Gyakorlati céljainkra felhasználjuk a Röntgen-spektrográfoknak hosszú sorozatát, amelyeknek eddigi eszményi célja csak a színképvonalak hullámhosszának mérése volt.

1. Vegyelemzés Röntgen-színképekkel.

141. Minőségi elemzés. Az egyes elemeknek a látható színképben is vannak jellemző vonalai, amelyek némelykor teljes biztossággal elárulják az illető elem jelenlétét. Csak a sokszor említett nátrium sárga vonalára gondoljunk: gyakran akkor is megjelenik, mikor a legnagyobb gonddal eltávolítjuk a nátrium utolsó részleteit is. Tehát a látható színkép némelykor nagyon jól felhasználható minőségi vegyelemzésre: valamely elem jelenlétének a megállapítására.

Sajnos, ez az eljárás már kevesebb sikerrel kecsegtet a vas, réz stb. esetében. Ugyanis ezeknek a szikra- és ívfény-színképe különböző; ezenfelül az egyes vonalak helye változik a kémiai kapcsolat szerint és a gerjesztés módja szerint is, nem szólva arról, hogy a legtöbbnek a látható színképben rengeteg vonala van. Ez esetben segít a Röntgen-színkép. Ugyanis a vonalas Röntgen-színképnek nincsenek ilyen kellemetlen sajátságai. Először is a *K* csoport csak néhány vonalból áll, amelyeknek helyzete független attól, hogy egyenárammal vagy szaggatott árammal, vagy Röntgen-sugárral gerjesztjük-e a színképvonalakat; sőt erősségük aránya is meglehetősen állandó. A kémiai kapcsolat sem zavarja meg e vonalak helyzetét — legfőlőbb néha olyan csekély mértékben, hogy ez a vegyelemzés szempontjából nem jön szóba. Ezeknek alapján különösen a fémek *K* vonalcsoportja nagyon alkalmas a minőségi vegyelemzésre.

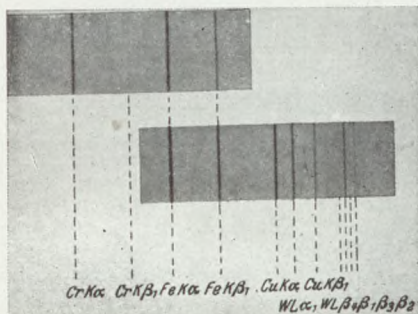
A Röntgen-színképelemzés úgy végezhető, hogy a megvizsgálandó anyagot antikatódnak választjuk és színeképét lefényképezzük. Ha az anyag porszerű, akkor a lámpa antikatódját előbb reszelővel érdessé tesszük és az anyagot rádörzsöljük. Ha nagyobb darab fémünk van, akkor körülbelül 1 mm vastag lemezt hengerelünk vagy sajtolunk belőle és ezt a lámpa antikatódjára ráforrasztjuk. Az antikatód alapanyagául célszerű rezet vagy még inkább ezüstöt használni. Lehetséges, hogy a vizsgálandó anyag egyes alkatrészei nagy mértékben párolognak és így mennyiségük folyton kisebbedik. Ennek következtében meg a színeképvonalak gyengülnek. Hogy ezt elkerüljük, célszerű az anyagot grafitba beágyazni. A vizsgálandó anyag másodlagos sugárzásának színeképét is lefényképezhetjük.

A Röntgen-színképelemzés nem szorítja háttérbe a kémiai vegyelemzést, hanem csak kiegészíti. Különösen akkor alkalmazható sikerrel, mikor kevés anyag áll rendelkezésre, vagy a kémiai elemzés igen hosszadalmas volna. Így például a platinafémek, a ritka földek fémei körében. Rokon elemek, amelyek kémiai úton nagyon nehezen különböztethetők meg egymástól, a Röntgen-színkép alapján könnyen felismerhetők. Gyönyörű példa erre a *hafnium* nevű elem fölfedezése. A hafnium (72) a periódikus rendszerben a cirkonium (40) alatt áll és kémiai tulajdonságai nagyon hasonlóak hozzá. Azonban a Röntgen-színképvonalai már eltérnek a cirkoniumétól. Mint-hogy éppen tiszta cirkonium-készítménynek tartott anyagok Röntgen-színképében találtak idegen vonalakat, új elem jelenlétét sejtették: ez volt a hafnium. Csak ezután sikerült hosszadalmas kémiai eljárással a hafniumot előállítani. (COSTER és HEVESY.)

Mint-hogy a kis rendszámú elemek *K* sugarai is elég hosszú hullámúak, amelyek könnyen elnyelhetők, ezért azután a Röntgen-színképelemzés sikeresen csak a káliumtól (19) fölfelé alkalmazható. Érzékenysége elmarad a kémiai vegyelemzés mögött. Ugyanis valamely elem biztos kimutatásához szükséges, hogy legalább 0.1%-át tegye ki az elemezendő test tömegének, kedvező esetben 0.05%-os anyagmennyiséget is sikerült kimutatni. Nagy figyelemmel kell lenni különböző elemek egyes vonalainak összeesésére. Éppen ezért vegyelemzéskor nagy felbontású spektrográfokat használnak. — A 312. színekép acélról készült. A vasvonalak mellett jól láthatók a króm *K* vonalai és a wolfram *L* vonalai is; az antikatód anyaga réz. Látható, hogy Röntgen-színképpel gyorsan lehet a vasfajtáról tájékozódni.

142. Mennyiségi vegyelemzés. E területen mind a jellemző sugárzás színeképét, mind az elnyelési színeképeket alkalmazzák.

A jellemző sugárzás színeképe. Várható, hogy egy összetett test Röntgen-színeképében az egyes elemek vonalai annál erősebbek, minél nagyobb mennyiségben fordul elő az illető elem, hiszen annál nagyobb a kisugárzó atómszám.



312. kép. Egy különleges acél Röntgen-színeképvonalai.

A vonalak erősségéből azonban minden további nélkül nem lehet pontos következtetést vonni az alkotórészek anyagmennyiségére. COSTER és HEVESY (1923) dolgoztak ki egy módszert (*hozzákeverési eljárás*), amellyel a színeképvonalak erőssége alapján némi sikerrel mennyiségi vegyelemzést lehet végezni. Ők cirkonoxid hafnium-tartalmát úgy állapították meg, hogy tan-

talfémet kevertek hozzá különböző mennyiségben, amely fém a szakaszos rendszerben éppen a hafnium után következik. (Általában egy szomszédos elemet kell venni.) Majd sorra elkészítették az egyes keverékek Röntgen-színeképét. Abban a keverékben, amelynek hafnium-vonalai egyenlő erősek voltak a tantal-vonalakkal, föltevésük szerint egyenlő számú tantal és hafnium-atóm volt. Később COSTER és NISHINA megállapították, hogy ugyanakkora atómszám esetében is a vonalak erősségére nézve nem mindegy, hogy a tantalt milyen vegyület alakjában keverik hozzá a cirkonoxidhoz. Sőt idegen anyagok is befolyásolják a vonalak erősségét. GLOCKER (1928) ennek okát az antikatódon végbemenő kémiai változásokban keresi, amelyek a katódsugarakkal való bombázás következtében lépnek föl. Ezeket ki lehet küszöbölni, ha a színekép gerjesztésére nem sebes elektronokat, hanem már eleve Röntgen-sugarakat használunk. GLOCKER ezt az eljárást sikeresen alkalmazta.

Elnyelési színeképek. Pontosabb eredményeket lehet elérni az elnyelési színeképekkel. Ismeretes, hogy egy fémlemez (elem) elnyelése ugrásszerűen változik a hullámhosszúsággal. Ha a színekép hosszú hullámú oldala felől a rövid felé megyünk, akkor tapasztaljuk, hogy az elnyelés előbb az L , majd a K vonalcsoporthatárának közvetlen közelében csekély, azonban a határ átlépése után hirtelen nagyra növekszik.

GLOCKER és FROHNMAIER jöttek arra a gondolatra, hogy az elnyelés, illetőleg a sugárgyengülés megváltozásából következtetést lehet vonni az elnyelő anyag mennyiségére. Ők az elnyelési törvény alapján (255. oldal) levezettek egy képletet, mely szerint az elnyelési színeképek felhasználásával mennyiségi Röntgen-vegyelemzést lehet végezni.

Haladjon át valamilyen összetett anyagból készült lemezen a Röntgen-lámpa teljes sugárzása. (Az antikatód jellemző vonalaitól tekintsünk el.) Az áthaladó sugárzás színeképében a vizsgálandó elem egyik elnyelési határának két oldalán legyen a sugárzás erőssége I_r (rövidhullámú oldal) és I_h (hosszúhullámú oldal); legyen továbbá a lemez 1 cm^2 -nyi darabjában p gramm abból az elemből, amelynek elnyelési határát vizsgáljuk. Ekkor egyszerű számítások alapján nyerhető, hogy

$$\frac{I_r}{I_h} = \frac{1}{e^{cp}} = e^{-cp}, \quad (80)$$

ahol c az anyagi minőségre jellemző állandó.*

A c értéke elméleti úton is kiszámítható: ugyanis jelenti a tömeggyengítési együttható értékeinek különbségét az elnyelési határ két oldalán $(\mu_r/\rho - \mu_h/\rho)$. Még egyszerűbb dolog azonban a c állandót éppen a (80) képlet alapján kísérleti úton meghatározni a különböző elemekre. Nem kell mást tenni, mint egy-egy elemből ismert vastagságú lemezt venni, hogy p -t ismerjük, és megmérni a sugárzás erősségét az elnyelési határ két oldalán. Ekkor a (80) egyenletben csak a c ismeretlen, tehát értékét ki lehet számítani. A c értékét néhány elemre a 35. táblázat tartalmazza:

35. táblázat.

Elem	A c értéke néhány elemre		Észlelhető tömeg mg-ban	
	K elnyelési határ	L_I elnyelési határ	K elnyelési határ	L_I elnyelési határ
Mo	69	—	0.7	—
Ag	45	—	1.1	—
Sn	34	—	1.5	—
Sb	31	—	1.6	—
Ba	24	—	2.1	—
Ce	22.5	—	2.2	—
W	8	—	6.3	—
Pb	5.7	—	9.0	—
Th	3.2	50	16.0	1.0
U	—	45	—	1.1

* E képlet bármelyik elnyelési határ (K , L) környezetében érvényes.

Látható, hogy a c állandó értéke rohamosan nő, miközben az elem rendszáma csökken. Ennek az a káros következménye, hogy a kis rendszámú elemek körében (a molibdén alatt) a módszer nem igen használható, mert az elnyelés igen nagy.

Fontos tudni azt is, hogy a sugárerősségek hányadosa az elnyelési határ két oldalán ($I_r : I_h$) független a Röntgen-lámpa terhelésétől, csak arra kell vigyázni, hogy ne lépjenek föl olyan rövidhullámú sugarak, amelyek a spektrográf kristályáról másod- vagy harmadrendűen visszaverődve éppen az elnyelési határ környezetébe esnének.

A mérendő anyagból vagy vékony lemezt készítünk, vagy oldatban tesszük a színeképelemző nyílása elé; az is előfordul, hogy porrá törjük és lapos (5–10 mm vastag) keménygumi-edényben vizsgáljuk meg. A sugárerősség mérésére ionkamrás vagy fényképezőlemez-es spektrográfot használhatunk. A tapasztalat szerint célszerűbb ez esetben fényképfőlvételt készíteni és a lemez feketedését az elnyelési határ két oldalán megmérni. Sem a túl nagy, sem a túlkicsiny feketedési különbség nem jó. Legmegfelelőbb eredményeket akkor kapunk, ha az $I_r : I_h$ hányados értéke 0.3 és 0.7 között van. Ezt az elnyelő réteg vastagságának kellő megválasztásával el lehet érni. Persze a feketedések hányadosát egyenlőnek tekintjük a Röntgen-sugárerősségek hányadosával az elnyelési határ két oldalán, tehát

$$I_r : I_h = F_r : F_h,$$

hol F a feketedés mértékszámát jelenti. A megvilágítási idő bizony pár órát tesz ki. Erősítő ernyőt nem lehet használni, mert ez a feketedési viszonyokat megváltoztatja. A (80) képletben ismeretes az I_r/I_h hányados és a c állandó, tehát a p kiszámítható belőle.

Az elnyelési vegyelemzés meglehetősen érzékeny és különösen csekély anyagmennyiség esetén győzedelmes versenyre kel a kémiai elemzéssel. A 35. táblázatban milligrammban megjelöltük azt a legkisebb anyagmennyiséget, amelyet a vizsgálandó lemezszerű testnek négyzetcm-enként tartalmazni kell, hogy észrevehető feketedési különbséget kapjunk.

Amint látjuk, a módszer egyes esetekben nagyon érzékeny. Főelőnye ennek is, hogy a kémiai rokon elemek megvizsgálását nagyban megkönnyíti. Ezenfelül a testen semmiféle nyomot nem hagy.

A módszer pontossága felől legjobban tájékoztat egy példa (GLOCKER). Feladat 0.9 mm vastag, 48 cm² területű és

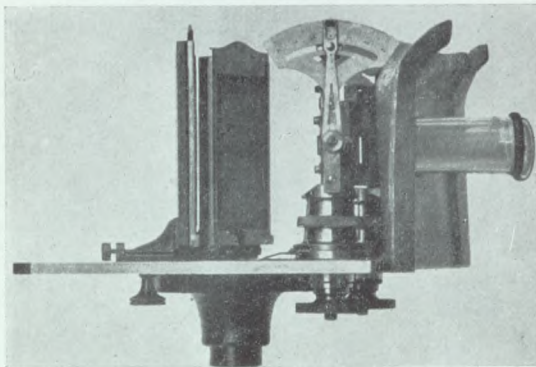
10·789 gr tömegű üveglemez báriumtartalmának megállapítása. A lámpa terhelése 55 kilovolt és 5 milliampère, az antikatód távolsága a sötétkamrás Seemann-féle színeképelemző nyílásától 24 cm, a megvilágítási idő 90 perc. A feketedések mértékszámának hányadosából

$$I_r : I_h = 0\cdot75.$$

Tekintve, hogy bárium esetében $c = 24$, a (80) képlet alapján 1 cm²-es üveglemezben van 0·012 gramm bárium, míg az üvegdarabka egész tömege 0·220 gr. Tehát a bárium-tartalom 5·45% ; a kémiai elemzés szerint 5·8%.* Általában 0·2—0·3 % eltérés van a kétféle vegyelemzés eredményei között. Ezzel szemben igen nagy az időbeli nyereség és csekély az anyagszükséglet.

2. A Laue-képek alkalmazása.

143. A fölvételek készítése. A Laue-képek ma is úgy készülnek, mint húsz esztendővel ezelőtt. Elvi változtatás nem igen történt Laue kísérleti berendezésén, csak kényelmesebbé tették az eljárást. Gyakorlati célokra nagyon alkalmas a 313. képen látható *Laue-kamra*. A sugárzás ólomüvegből készített, 1–2 mm belső átmérőjű csövön keresztül jut a kristályra, majd a fényképezőlemezre. Ennek előnye, hogy az ólomüvegcső végét a lámpához egészen közel lehet tenni. Az antikatód és kristály távolsága 17·5 cm. A fényképezőlemez távolsága a kristálytól 4—5 cm. A kristály vízszintes és függőleges tengely körül forgatható. A szórt sugárzás zavaró hatásának kiküszöbölése végett az egész készüléket 3—4 mm vastag ólomfallal lehet beburkolni.

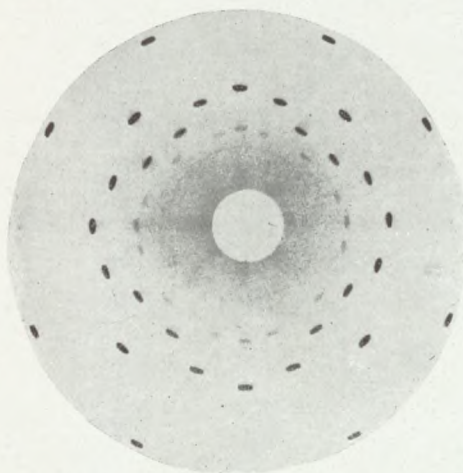


313. kép. Laue-féle kamra.

Míg LAUE és társainak 10—20 órai megvilágítási időre is szükségük volt a lámpa gyengébb sugárzása és az antikatódnak a kristálytól való nagy távolsága (35 cm) miatt, addig most néhány perc alatt is sikerül jó fölvételt készíteni ; különösen

* Báriumvegyületeket új módszerrel elemzett Szébellédy László.

ha kettősrétegű filmet és erősítő ernyőt használunk. Megjegyzendő, hogy az erősítő ernyő nem mindig előnyös. Ugyanis

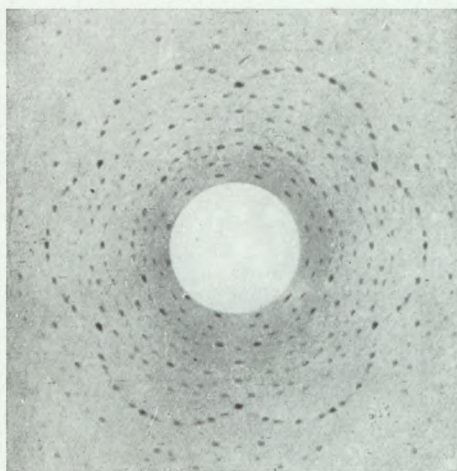


314. kép. Szilvin-kristállyal (KCl) készült Laue-kép.

ez a lágy sugarakat elnyeli s így egyes foltocskák – amelyek erősítő ernyő nélkül észlelhetők volnának – nem jelennek meg a filmen; viszont a többiek meg feketébbek. Jó Laue-fölvételek készítésekor tanácsos elhagyni az erősítő ernyőt, csak kettősrétegű filmet vegyünk. Ekkor körülbelül 60 kilovolt és 10 milliampères Röntgen-áram esetén, 1 mm átmérőjű nyílással, 15–30 perc alatt szépen sikerül a fölvétel. A 314. szilvinkristállyal készült Laue-kép: a Röntgen-sugár egyik kristálytengellyel

párhuzamosan esik a kristálylemezre. Középen fehér foltot látunk, mert a filmet e helyen fölvétel közben ólomlap takarta el, hogy a közvetlenül ráeső sugárzás ne hagyjon rajta szétterülő fekete foltot.

144. A Laue-képek részaránya. Ha a 314. képre rátekinünk, azonnal szemünkbe tűnik a négyszeres részarányosság: minden pont vagy pontpár négyszeresen fordul elő. Ha két ilyen képet úgy teszünk egymásra, hogy a foltocskák egymást fedjék és a felsőt 90° -kal elfordítjuk, a foltocskák ismét egymásra esnek. A berill-kristállyal készült fölvételen meg gyönyörűen látható a hatszoros szimmetria (315. kép).



315. kép. Berill-kristállyal (smaragddal) készült Laue-kép; a sugárbeesés iránya párhuzamos a hatszöges hasáb tengelyével.

A Laue-kép valóban igaz tükre a kristály szimmetriaviszonyainak. Ezért ismeretlen kristály megvizsgálásakor főleg a *kristályrendszer* megállapítására használják fel. Ilyenkor leg-

inkább a kristálytengelyek irányában ejtik be a Röntgen-sugarat. De gyakran nem elég egy tengely mentén készíteni fölvételt, mert nem lehet egyértelműen dönteni a kristályrendszer felől. Így például egy négyzetes rendszerbeli kristály főtengelye irányában készült fölvétel nagyon hasonlít a szabályos rendszerbeli kristályok Laue-képéhez. (Ha ez is tengely mentén készült.) Ilyenkor a többi tengelyek irányában is kell fölvételt csinálni. Sokszor még azt is elárulja a Laue-kép, hogy valamely kristályrendszernek melyik osztályába tartozik a vizsgált kristály, de nem mindig.

145. A Laue-foltocskák megszámozása. Ismeretes, hogy közönséges kockarács esetében az elemi kocka élhossza (a) és a hullámhosszúság (λ) között a következő összefüggés áll fenn merőleges beeséskor (164. oldal):

$$\lambda = \frac{2al_1}{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2}$$

(a negatív előjelet elhagytuk és az l_1 -et is pozitív jellel vesszük).

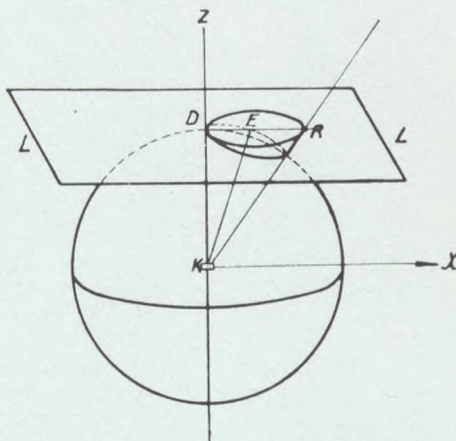
E képletben a $h_1 k_1 l_1$ a Laue-féle egész számok. Írjunk most helyettük $h k l$ -et. Tehát ez utóbbi mennyiségek most tetszésszerűen egész számokat jelentenek, nem kell relatív törzsszámoknak lenniök. Belőlük a legnagyobb közösosztóval való osztás útján kapjuk meg a visszaverő atómsík indexeit. (A régebbi jelölés szerint $h_1 = nk$ stb., hol n a három szám legnagyobb közösosztója, 171. old.).

Ha sem az a , sem a λ nem ismeretes, akkor ebből az egyenletből csak a kettő hányadosát (λ/a) lehet kiszámítani; ha azonban egyik ismeretes, akkor a másik kiszámítható.* De csak egy föltétellel: ha ismerjük a foltocskához tartozó Laue-számokat. Ezeket a foltocska helyéből kell valamiképen kiolvasni. Kétféle módot is megismerünk.

A feladat nem nehéz, mert a Laue-foltocskák az említett részarányos eloszláson kívül még más meglepő szabályszerűséget is mutatnak. Ugyanis a 314. képen látható szilvinfölvétel pontjain keresztül kétféleképpen is lehet *köröket* fektetni. Egyik körcsoport tagjai a *megegyező hullámú foltokon* mennek keresztül. E köröknek középpontja közös: az egész kép középpontja, a beeső sugár helye. Ugyanis a Bragg-féle egyenlet alapján nyilvánvaló, hogy a megegyező hullámú sugarak egy

* Ne felejtjük el, hogy egy-egy foltocskához nemcsak egy meghatározott hullámhossz tartozik, hanem esetleg ennek fele vagy harmada stb. is

mindig ugyanakkora szöget zár be a tengellyel (BRAGG), tehát egy kúppalástot ír le. Mégpedig a sík félfordulata (180° -os elfordulás) után megkapjuk a teljes kúppalástot. E kúp alkotói mentén haladnak azok az elhajlított Röntgen-sugarak is, amelyek az egy zónába tartozó fekete foltokat okozzák. E kúp tengelye (a zónatengely, KE) merőleges a gömb felszínére, a fényképezőlemezre ellenben nem. Ezért szigorúan véve, csak a gömb felszíne metszi a kúppalástot körben, ellenben a fényképezőlemez ellipsziszben vágja át (318. kép). Tehát a Laue-foltocskákat a fényképező lemezen *nem körrel*, hanem *ellipszissel* lehet összekötni. Szerencsére ez az ellipszisz alig tér el a körtől, ezért körnek is vehetjük. A kör középpontja a zónatengely átdőfési pontja a fényképezőlemezen. A kör sugara és a fényképezőlemeznek a kristálytól való távolsága éppen a zónakör középpontjának két koordinátája (x vagy y és z) mégpedig abban a koordináta-rendszerben, melynek kezdőpontjában van a kristály, X és Y tengelye a Laue-kép síkjával párhuzamos, Z tengelye pedig a beeső sugár irányában fekszik (318. kép).

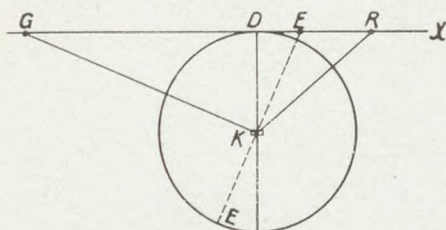


318. kép. A zónakörök vetülete a fényképezőlemezre. (Az Y tengely az olvasó felé irányul.)

Minden Laue-folt két zónakör metszéspontjába esik. Tehát a hozzá tartozó visszaverő atómsík átmegy mindkét kör középpontján, melyeknek koordinátáit megmérjük. Most felírjuk az atómsík egyenletét, melynek együtthatói a térgeometria tételei szerint a keresett indexekkel arányosak (l. 149. old.). A sík egyenletébe behelyettesítjük a zónakörök középpontjának koordinátáit és az így kapott egyenletekből kiszámítjuk az indexeket.

Ha csak a visszaverő atómsík indexeit ismerjük, még nem vagyunk tájékozódva a visszaverődés rendjéről, tehát ezeknek alapján nem tudhatjuk, hogy a kapott hullámhossznak nem feléről vagy harmadáról van-e szó. Itt azonban segítségül jön a folytonos színekép határa, amelyet a lámpára kapcsolt feszültségből kiszámíthatunk. Ha a visszaverődés rendjét ismerjük, kiszámíthatjuk a Laue-féle számokat is.

[Gyakorlati szempontból előnyösebben mondható a másik megszámozási mód, amely a kristálytanban használatos, úgynevezett *gnomonos vetítésen* alapszik. (A gnomon tulajdonképpen egy függőlegesen állított pálca, melyet napórának is használnak.) Tudjuk, hogy minden Laue-folthoz (R) tartozik egy atómsík, melyről a foltra eső Röntgen-sugár visszaverődik. (A 319. képen az E sík.) Állítsunk erre az atómsíkra egy merőlegest a K pontban.



319. kép. A gnomonos vetítés.

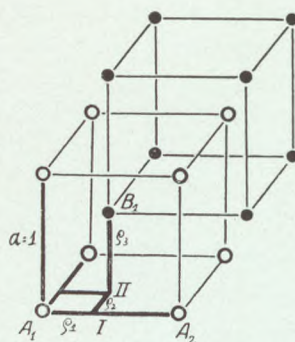
Ez a merőleges a fényképezőlemez síkját (a vetítési síkot) a G pontban dőfi át, amely a kérdéses Laue-foltnak (R) *gnomonos vetülete*.

Mikor a gnomonos vetületi kép elkészül: az a kellemes meglepetés ér bennünket, hogy az *egy zónakörön fekvő Laue-foltok a gnomonos képen egy egyenesbe esnek*, de a középponttól számítva, ellenkező oldalon.

A szilvin-fölvétel gnomonos vetületi képe négyzetes hálózattal, melynek csomópontjaiba esnek többnyire a foltok vetületi képei. Ebből a gnomonos vetületi képből könnyen ki lehet olvasni az indexeket.]

146. Összetett térrácsok Laue-képe. A szerkezeti tényező.

A Laue-pontok megszámozásának egyik célja az volt, hogy ki tudjuk számítani a foltocskákra eső Röntgen-sugarak hullámhosszúságát — ha a térrács adatai ismeretesek. De a képszámozásnak ennél sokkal nagyobb jelentősége is van. Ugyanis egyes ismert indexű foltok hiányzásából következtetést vonhatunk a térrács elemi cellájának az alaptartománynak belső berendezésére. A legegyszerűbb esetekben például dönteni tudunk arról, hogy középpontos vagy határpontos kockarácscsal van-e dolgunk. E célból foglalkoznunk kell azzal, hogy miféle változások okoznak a Laue-képben a térrács belső atómsíkjai, milyen a bázisos térrács Laue-képe. Egyszerűség kedvéért ismét térbeli kockarácscot választunk (320. kép). Az általa elhajlított sugarak olyan irányban erősítik egymást, amelyben bármely két atóm által elhajlított sugár útkülönbsége a hullámhosszúság egész számú többszöröse. Ezt az irányt három egész szám jellemzi: (hkl), amelyek a kezdőpontból kiinduló sugárnak és a megjelölt másik háromnak az útkülönbségét adják meg és amelyekkel arányosak a visszaverő atómsík indexei. Ha a beeső sugár irányát



320. kép. Összetett kockarács sugárelhajlítása.

Az általa elhajlított sugarak olyan irányban erősítik egymást, amelyben bármely két atóm által elhajlított sugár útkülönbsége a hullámhosszúság egész számú többszöröse. Ezt az irányt három egész szám jellemzi: (hkl), amelyek a kezdőpontból kiinduló sugárnak és a megjelölt másik háromnak az útkülönbségét adják meg és amelyekkel arányosak a visszaverő atómsík indexei. Ha a beeső sugár irányát

változatlanul hagyva a térrácsot forgatás nélkül odébb toljuk, az erősítési irányok is változatlanul maradnak.

Mi történik akkor, ha az eredeti rácsba (A -rács) egy vele megegyező másik rácsot (B -rács) úgy tolunk bele, hogy az elemi cella belsejébe is esnek atómok (bázisos rács)? E második rácsra vonatkozólag ugyanazok lesznek az erősítési irányok, mint az előbb, hiszen ez csak eltolt rács az előbbihez képest. Ebből következik, hogy *a második ráctól nem várhatunk új erősítési irányokat*: az összetett rács legfőljebb azokban az irányokban erősít, amelyekben a régi. Végeredményben tehát arról van szó, hogy a két rács által ugyanabban az irányban elhajlított két sugár mit cselekszik egymással. Egyáltalában nem bizonyos, hogy ez a két sugár erősíti egymást, sőt gyakran lerontja. Hogy ezt belássuk, elég a két kockarácsnak két megfelelő atómját kiszemelni. Például, válasszuk ki a két szomszédos kocka alsó bal csúcsát (A_1 és B_1 , 320. kép). Ha e két atóm által a kiválasztott erősítési irányban elhajlított sugarak erősítik egymást, akkor az összes vegyes atómpárok által elhajlított sugarak is ezt teszik; az ellenkező esetben pedig lerontják. Minden attól függ, hogy mekkora az útkülönbség a két atóm által ugyanabban az irányban elhajlított sugarak között. Ezt fogjuk most kiszámítani.

Legyenek a B_1 pont koordinátái $\varrho_1 \varrho_2 \varrho_3$ törtszámok; ugyanis mértékegységnek az A -rács egyik kockájának élét (a) választjuk. Az A_1 -ből és a tőle ϱ_1 távolságra lévő I pontból kiinduló két sugár útkülönbsége $(\varrho_1 h)\lambda$, mert az A_1 és A_2 atómköbök kiindulóké $h\lambda$. Toljuk el az I atómot a II helyzetbe: most az útkülönbség az I és II sugarai között $(\varrho_2 k)\lambda$, mert az A_1 és a mögötte lévő atóm esetében az útkülönbség $k\lambda$. Ha most végül a B_1 pontba megyünk föl, akkor az útkülönbség a II és a B_1 sugara között $(\varrho_3 l)\lambda$, mert az A_1 és a fölötte lévő atómhoz $l\lambda$ útkülönbség tartozik (az l negatív szám). Tehát az A_1 és B_1 -ből a (hkl) egész számokkal megjelölt irányban haladó sugarak útkülönbsége

$$(\varrho_1 h + \varrho_2 k + \varrho_3 l)\lambda. \quad (81)$$

A zárójeles tagon fordul meg minden. Ha ez egész szám, akkor a két rács hullámai erősítik egymást a választott irányban; ha ellenben olyan törtszám, hogy az útkülönbség a $\lambda/2$ -nek valamilyen páratlan számú többszöröse, akkor a két rács egymás hatását gyengíti; bár külön-külön mindegyik erőteljes sugarat hajlít el a jelzett irányban, a kettő együtt nem.

Tehát az *elemi cella belsejében lévő atomok nemcsak hogy nem adnak új elhajlási irányokat, hanem esetleg a meglévőket is lerontják*. Viszont, ha az új atomok egyetértően működnek a többiekkel, akkor meg a régi irányokban növekszik a sugár erőssége.

Vizsgáljuk meg most néhány egyszerű esetben, hogy az elemi cella belső szerkezete milyen erősítési irányokat, milyen Laue-foltokat kíván áldozatul.

A középpontos kockarács belső atómjainak koordinátái:

$$\varrho_1 = \frac{1}{2} \quad \varrho_2 = \frac{1}{2} \quad \varrho_3 = \frac{1}{2}.$$

Tehát a két egymásba tolt kockarács által ugyanabban az irányban elhajlított sugarak útkülönbsége

$$\frac{1}{2}(h + k + l) \lambda.$$

Ugyanolyan atomokat tételezve föl mindkét rácsban, a hullámhegyek és völgyek nagysága megegyezik. Most két eset lehetséges: a $(h + k + l)$ -összeg páros vagy páratlan szám. Ugyanis az összeadandók csak egész számok lehetnek. Ha páros, akkor a fele föltétlenül egész szám, tehát az útkülönbség a λ egészszámú többszöröse. Ilyenkor a két rács által elhajlított sugarak *erősítik egymást*: a hullámhegy kétszer olyan magas lesz, tehát a sugárzás erőssége meg négyszer akkora, mert ez a legnagyobb kirezgés négyzetével arányos. Ha pedig az előbbi összeg páratlan szám, akkor a fele valamilyen *egész szám + 1/2*, tehát az útkülönbség most az egész hullámhosszakon kívül még a $\lambda/2$ -t is tartalmazza, tehát a hullámok találkozásakor hegy völgyre esik és fordítva: vagyis a sugarak *egymást teljesen lerontják*. (Ha nem azonos atomok vannak mindkét rácsban, akkor csak gyengítik egymást.) Ha tehát összehasonlítjuk *egy közönséges és egy középpontos kockarács Laue-képét, azt tapasztaljuk, hogy hiányzanak azok a foltocskák, amelyekhez tartozó Laue-összeg $(h + k + l)$ páratlan szám*. Sőt ez a tétel nemcsak a kockarácsra, hanem más középpontos rácsokra is igaz.

A *határpontos kockarács* bázisa nem két, hanem négy atómot tartalmaz, melyeknek koordinátái

ϱ_1	ϱ_2	ϱ_3
0	0	0
1/2	1/2	0
1/2	0	1/2
0	1/2	1/2

Egyúttal megemlítjük, hogy most tulajdonképen négy egymásba tolt kockarácsról van szó, tehát az alapul vett rácson kívül még másik három megegyező rács által elhajlított sugarakat kell figyelembe venni. Az útkülönbségek az alaprácshoz képest:

$$\frac{1}{2}(h+k)\lambda, \quad \frac{1}{2}(h+l)\lambda, \quad \frac{1}{2}(k+l)\lambda.$$

Most két eset lehetséges: először a (hkl) számok valamennyien párosak vagy páratlanok, szóval *egyneműek*; másodszor páros és páratlan számok egyaránt előfordulnak közöttük, szóval *vegyesek*.

Az első esetben

$$h+k, \quad h+l, \quad k+l$$

mindig páros számok, tehát az útkülönbségek λ egész számú többszörösei lesznek; vagyis ebben az esetben a négy kockarács által külön-külön elhajlított sugarak erősítik egymást. A hullámhegyek magassága négyszer akkora lesz, mint egyetlen kockarács esetében, tehát a sugár erőssége meg 16-szoros.

A második esetben már kedvezőtlenebbek a viszonyok. Ugyanis, tegyük föl, hogy egy szám (h) páros, a másik kettő $(k$ és $l)$ meg páratlan, ekkor

$$h+k \text{ páratlan,}$$

$$h+l \text{ páratlan,}$$

$$k+l \text{ páros.}$$

Egészen hasonló eredményre jutunk, ha két szám páros és egy páratlan. Másféle eset meg nem lehetséges, ha egyes számokról van szó. Az nem fontos, hogy melyik szám páros vagy páratlan. Ennek meg az a következménye, hogy a négy kockarácsból kettőt-kettőt összepárosíthatunk, amelyek egymás hatását lerontják. *Tehát a határpontos kockarács esetében csak olyan elhajlási irányok (olyan Laue-foltok) szerepelhetnek, amelyekhez egynemű (csak páros vagy csak páratlan) számok tartoznak; ellenben egyes számúak nem fordulhatnak elő.*

Ez a két példa eléggé meggyőz bennünket arról is, hogy miképen lehet a Laue-képek megszámozása alapján a térrács elemi cellájának belső szerkezetére következtetni. Az összetett rácsok kérdését nem lehet mindig ilyen egyszerűen megoldani. A feladat bonyolult, ha különböző fajta atómok szeszélyesen vannak eloszolva az elemi cella belsejében.

[A (81) zárójeles mennyiségnek nagy jelentősége van az összetett rácsok körében. Ugyanis ennek felhasználásával számíthatjuk ki a szerkezeti tényezőt (Strukturfaktor), amely egy-egy Laue-folt erősségét

kifejező képletben szorzóképen fordul elő. Ha e tényező értéke véletlenül zérus, akkor a megfelelő folt hiányzik. A szerkezeti tényező két-atómos bázisos térrácsra, melyben csak egynemű atomok fordulnak elő, általában a következő alakú:

$$\Sigma = e^{2\pi i (\rho_1 h + \rho_2 k + \rho_3 l)} + e^{2\pi i (\rho'_1 h + \rho'_2 k + \rho'_3 l)}.$$

A vessző nélküli ρ -k jelentik az egyik atom koordinátáit, a vesszősek meg a másikat; például a középpontos kockarács esetében az A_1 atomra

$\rho_1 = \rho_2 = \rho_3 = 0$, a B_1 -re $\rho'_1 = \rho'_2 = \rho'_3 = \frac{1}{2}$. A h, k, l egész számok. A Σ érté-

két a következő képlet alapján számítjuk ki:

$$e^{ix} = \cos x + i \sin x,$$

amelyben x a fentebbi zárójeles mennyiségek 2π -szeresét jelenti. A kockarácsokra kapott előbbi eredményeket most a Σ képletéből is kiolvashatjuk. Ha az elemi cella belsejében különböző fajú atomok vannak, akkor a szerkezeti szorzó képletében az összeadandókat még az egyes atomok rendszámával is meg kell szorozni. Több atomú bázis esetében a szerkezeti szorzónak annyi tagja van, ahány atómból áll a bázis.]

147. Az elhajlított sugárnyalábok erőssége. [A Laue-képeken egyes foltcskák feltűnően feketék, mások meg egészen halványak: alig láthatók. Hasonló jelenség tapasztalható, mikor a Röntgen-sugár BRAGG szerint kristálylemezről verődik vissza: legerősebb az elsőrendűen visszavert sugár, majd erőssége folyton csökken, amint magasabb rendűen verődik vissza. Foglalkoznunk kell most azzal, hogy milyen tényezők szabják meg az egyes atómsíkokról visszaverődő sugarak erősségét.

E tekintetben mindenekelőtt döntő jelentőségű, hogy a kérdéses hullámú sugárzás milyen erős a beeső összetett sugárnyalábbb.

A második fontos tényezőt már ismerjük: ez a szerkezeti szorzó, amelynek értéke zérus is lehet, mikor az elhajlított nyaláb egészen hiányzik.

A harmadik tényező az atomok sugárszórásától függ. Ugyanis a szétszórt sugárzás erőssége nem minden irányban egyenlő, tehát az elhajlított nyalábok erőssége függ attól a szögtől is, amelyet az elhajlított sugár a beesővel bezár.

Nem hagyhatjuk figyelmen kívül a negyedik tényezőt: a Lorentz-faktort sem. Ez annak köszönheti létét, hogy a Bragg-féle visszaverődésben résztvesznek olyan sugarak is, amelyeknek beesési szöge csak egy kicsit tér el a megszabott szögtől, és olyanok is, amelyeknek hullámhossza csak egy kicsit különbözik az előírt hullámhosszúságtól. E tényező értéke csökken, ha a visszaverődési szög növekszik.

Ötödik a Debye-féle hőmérsékleti tényező. Mint a név is elárulja, a kristály hőmérséklete befolyást gyakorol az elhajlított sugárnyalábok erősségére. Ugyanis, a hőmérséklet emelkedésekor az atomok nem maradnak nyugodtan az eszményi térrács csomópontjaiban (sőt soha sincsenek ott nyugodtan), hanem egyensúlyi helyzetük környezetében rezgéseket végeznek. A visszaverődés szempontjából különösen olyan rezgések

károsak, amelyeknek alkalmával az atóm az atómsíkból kiemelkedik. Ugyanis ilyenkor az atómsík „érdessé” válik — mint mondják — és a visszaverő-képesség csökken: a visszavert sugárnyaláb gyengül. Ez a tényező különben a szórási tényezővel együtt gyakran elhanyagolható a többiek mellett.

Egy bizonyos irányú elhajlított nyaláb erőssége arányos az említett tényezők szorzatával.]

3. A Debye- és Scherrer-féle gyűrűk alkalmazása.

148. A fölvételek készítése. Míg a Laue- és Bragg-féle eljárásban kisebb-nagyobb kristálylemezre van szükség, addig a Debye- és Scherrer-féle fölvételhez kristálytörmelék (kristálypor) is jó. E porból kis pálcikát sajtolnak vagy kvarcból készült hajszálcsőbe öntik; sőt sokszor csak vékony fonálra tapadó porszemekkel készítik el a fényképfölvételt. A hajszálcsövet vagy a fonalat leggyakrabban hengeres kamra tengelyébe helyezik, amelynek belső falát fényérzékeny film takarja és amelybe keskeny nyíláson át lép be a Röntgen-sugár (l. 211. oldal). Egyenletes feketedésű gyűrűket akkor kaphatunk, ha a kristálydarabkák mérete körülbelül $1/100$ mm rendű; különben a kép foltos.

Míg a Laue-fölvételhez összetett sugárzás kellett, addig most éppen *egynemű sugárzást ejtünk a kristályporra*. Legalkalmasabb erre a réz $K\beta$ sugárzása: a Röntgen-lámpa antikatódjának *rezet* választunk és ennek sugárzását *nikkellemezen átszűrjük*. Ekkor csak a réz $K\beta$ sugárzása (1.54 \AA) jut át erőteljesen a szűrőn, míg a $K\alpha$ -t elnyeli (187a. kép). A molibdén K sugárzását is használják Debye- és Scherrer-féle fölvételekhez, különösen Amerikában. Pedig ez nem nagyon előnyös, mert keményebb, mint a rézé ($K\alpha=0.71 \text{ \AA}$ és $K\beta=0.63 \text{ \AA}$), s így a gyűrűk összesűrűsödnek (187b. kép), ezenfelül meg nagyobb feszültséggel is kell a lámpát táplálni, tehát a fékezési sugárzás is erősebb, ami csak a sugárzás egyneműségét rontja. Figyelembe veendő az is, hogy a réz hosszabb hullámú K sugárzásának fényképező hatása is jóval nagyobb, mint a félakkora hullámú molibdén-sugárzásé, tehát a megvilágítási idő is rövidebb. Ez réz esetében rendszerint 1—2 óra körül van, de több is lehet.

Ügyelni kell arra is, hogy a beeső sugárzás ne legyen keményebb, mint a vizsgálandó anyag jellemző sugárzása. Ugyanis a nála keményebb sugárzás ezt gerjeszti, minek következtében az egész film egyenletesen megfeketedik. Így például,

vastartalmú anyagokhoz nem szabad réz- vagy még kevésbé molibdén-sugárzást használni; legalkalmasabb ilyenkor a vas-antikatód. Ha valami okból mégsem kerülhető el a jellemző sugárzás gerjesztése, akkor a filmet megfelelő vastagságú alumíniumszűrővel kell letakarni. Ha rézről molibdén sugárzással készítünk Debye-felvételt, akkor jól megfelel 0.2 mm vastag alumíniumlemez, amely a molibdén sugárzásából nem sokat nyel el, azonban a réz jellemző sugárzását majdnem teljesen hatástalanná teszi.

Gondot kell fordítani a használt Röntgen-sugárzás tisztaságára is. Ugyanis előfordul, hogy az izzószálat körülvevő molibdénhenger hosszas használat közben porlódik és vékony réteggel vonja be a réz-antikatódot. Ilyenkor a főlvételt megzavarják a molibdén-színkép vonalak. Ezt úgy lehet elkerülni, hogy az irányító sapkát is ugyanolyan anyagból készítjük, mint az antikatódot. Az izzószál porlódásából származó wolfram-réteget ritkán észlelték az antikatódon.

149. A gyűrűk elhelyezkedése és erőssége. Akár hengeres, akár sík filmre készítjük is a gyűrűfölvételeket, a visszaverődési szög és a hullámhosszúság között a jól ismert Bragg-egyenlet (20) fejezi ki az összefüggést:

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta,$$

amelyben $n=1, 2, 3 \dots$, d az atomsíkok távolsága, ϑ pedig a visszaverődési szög, amely az eltérítési szög fele. Minél nagyobb a használt sugárzás hullámhossza, annál nagyobbak a ϑ szögek, annál távolabb esnek a gyűrűk egymástól.

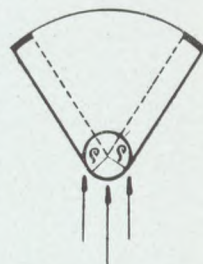
Ebben az egyenletben a λ -t és az n -et ismerjük, tehát csak a ϑ szöget kell megmérnünk, hogy a gyűrűhöz tartozó atomsíkok távolságát ki tudjuk számítani. A 211. oldal szerint hengeres film esetében a ϑ szög négyszeresét megkapjuk, ha egy gyűrű átmérőjét elosztjuk a kamra sugarával. Az átmérő megmérése végett a filmet síkba terítjük ki (187. kép). De rögtön bajba jutunk, mikor mérni kezdünk. Ugyanis a Debye- és Scherrer-féle gyűrűk nem hajszálvékonyak, sőt szélességük mm-rendű is lehet. Ilyenkor a gyűrűk külső vagy belső szélének vagy közepének átmérőjét mérjük meg és e mérés eredményéből számítjuk ki a valódi átmérőt. Legegyszerűbb a számítás, ha a külső átmérőt határozzuk meg (321. kép). Ekkor ugyanis az átmérő javított értéke

$$2 r_{jav} = 2 r_{mért} - 2\varrho,$$

ha ϱ jelenti a kristályporból készült rudacska átmérőjét. A 321.

képen látjuk, hogy a film vastagon kihúzott része valóban a rudacska sugarával egyenlőnek tekinthető. Ha a gyűrű közepének vagy belső szélének átmérőjét mérjük meg, már bonyolultabb a javítási képlet.

A gyűrűk átmérőjének megmérése után kiszámíthatjuk d -t, az atómsíkok távolságát. Ezzel ugyan nem sokra megyünk, mert nem ismerjük az atómsíkok indexeit. De mindjárt eláruljuk ez indexek meghatározásának módját is, ami nevezetes eredményekre fog vezetni bennünket.



321. kép.
A Debye-gyűrű
átmérőjének
meghatározása.

[A Debye és Scherrer-féle *gyűrűk erőssége* olyanféle tényezőktől függ, mint a Laue-foltoké. De még egy új járul hozzájuk: az *atómsíkok gyakorisági tényezője* (G). Ez arról tájékoztat, hogy az egyes atómsíkok milyen sokszor fordulnak elő a kristályhalmazban. Ugyanis a gyakoriságtól függ a gyűrűk feketesége.]

150. Ismert térrácsok (kristályok) gyűrűrendszere. A Debye és Scherrer-féle gyűrűk legfontosabb gyakorlati alkalmazása abban áll, hogy belőlük a kristályporban rejtőzködő *térrács adatait* olvassuk ki. Ez némelykor könnyen sikerül (fémek), máskor azonban — bonyolult gyűrűrendszer esetében — sokszor igen nagy nehézségekbe ütközik. Ez irányban az első lépés ismert kristályrendszerekhez tartozó gyűrűrendszer meghatározása számítás útján. Nem a gyűrűk nagyságára, csak egymáshoz viszonyított elhelyezkedésére gondolunk. Ugyanis ekkor a fényképfölvétel pusztán rátekintéskor tájékoztat a térrács faja felől s rövid számítás vagy táblázat útján meghatározhatjuk az elemi cella adatait is.

A gyűrűrendszer elhelyezkedését a Bragg-egyenlet alapján határozzuk meg. Az összes lehetséges atómsíktávolságok (d) mellett kiszámítjuk a ϑ szög értékét:

$$\sin \vartheta = \frac{n\lambda}{2d}$$

Igen, de e célból előbb az atómsíkok távolságát kell valahogyan a kristály adataival kifejezni. Egyszerű *kockarács* esetében könnyen megy a dolog. Ugyanis tudjuk, hogy (148. oldal)

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}},$$

ahol a egy kocka éle, (hkl) pedig egy atómsík indexei. Tehát a fenti egyenlet így is írható:

$$\sin \vartheta = \frac{n\lambda}{2a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}.$$

A négyzetgyök eltüntetése céljából emeljük négyzetre az egyenlet mindkét oldalát; ekkor minden egyes index négyzete szorozva lesz még n^2 -tel. Ismét megállapodunk abban, hogy (nh, nk, nl) helyett továbbra is (hkl) -et írunk és e számokat egyszerűen indexeknek nevezzük. Ez azt jelenti, hogy figyelmen kívül hagyjuk a visszaverődés rendszámát, csak az összes lehetséges visszaverődési irányok (gyűrűk) iránt érdeklődünk. Ekkor

$$(82) \quad \sin^2 \vartheta = \frac{\lambda^2}{4a^2} (h^2 + k^2 + l^2).$$

A (hkl) számok most tetszésszerűen három egész számot (0-t is) jelenthetnek. Természetes, hogy a kocka különböző határlapjaival párhuzamos atómsíkokhoz ugyanaz a ϑ szög tartozik. Az egyenlet híven kifejezi ezt: ugyanis a (001) számokat bármilyen sorrendben írjuk is, négyzetük összege ugyanaz marad. Ha a (hkl) -nek minden lehetséges, egész-számú értéket adunk, megkapjuk a kockarács gyűrűrendszeréhez tartozó $\sin^2 \vartheta$ értékeket egy bizonyos a rácsállandó és λ hullámhosszúság mellett.

Most éppen úgy, mint a Laue-képeknél, fölvetődik az a kérdés, hogy az elemi kocka belsejében előforduló atómsíkok szaporítják-e vagy csökkentik-e a gyűrűk számát. Minthogy ezek az atómsíkok új atómsíkokat alkotnak, melyek a régiéik között foglalnak helyet, azt kell eldönterünk, hogy a róluk visszaverődő sugarak miként viselkednek a régiékről visszaverődőkkel szemben. Erre vonatkozólag csak azt kell figyelembe vennünk, hogyha egy Laue-folt hiányzik, akkor hiányzik az a Debye-gyűrű is, amely a hiányzó foltot menne keresztül. Tehát a szerkezeti szorzó most is éppen úgy érvényes, mint a Laue-képek körében (442. old.). Vagyis *középpontos kockarács esetében hiányzik az összes gyűrűk, amelyeknek páratlan számú indexösszeg $(h+k+l)$ felel meg.* Ekkor tehát kevesebb (nem több) lesz a gyűrűk száma, mint egyszerű kockarács esetében. *Határpontos kockarács alkalmával meg hiányzik mindazok a gyűrűk, amelyekhez vegyes indexek (páros és páratlan számok)* tartoznak.* Így tehát

* Ne felejtjük el, hogy az indexek most a Laue-féle számokat jelentik.

elhagyandók a

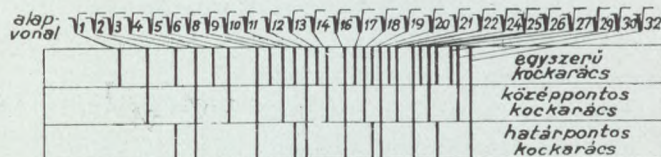
(001), (011), (012), (112), (122), (003), (013),

indexű gyűrűk. A nulla páros számként szerepel. Alig maradnak meg gyűrűk:

(111), (002), (022), (113), (222), (004),

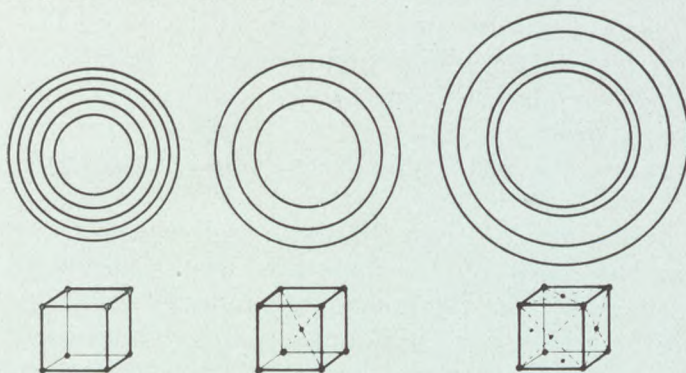
Az elemi cellában lévő belső atómok új gyűrűket nem adnak, legfeljebb a meglévők sorait ritkítják meg. Persze a megmaradó kevés gyűrű erősebb, mint egyszerű kockarács esetén.

A 322. képen ábrázoltuk az említett három kockarács gyűrűihez tartozó $\sin^2\theta$ értékeket, melyek az indexek négyzetösszegéből vont négyzetgyökökkel arányosak. Sőt néhány gyakrabban előforduló gyűrűrendszert



322. kép.

A különböző kockarácsok Debye-gyűrűinek távolsága.



323. kép. Kockarácsok fontosabb Debye-gyűrűi.

el is készítettünk (323.kép). Ugyanis sokszor elég e képekkel összehasonlítani a Debye- és Scherrer-féle fölvételt, s máris tájékozódhatunk a térrács felől.

Csak egy kicsivel bonyolultabb a négyzetes (tetragonális) térrács

hoz tartozó képlet. Ugyanis

$$\sin^2\theta = \frac{\lambda^2}{4a^2} \left(h^2 + k^2 + \frac{a^2}{c^2} l^2 \right), \quad (83)$$

melyben a az elemi cella két megegyező élének hosszát, c pedig a harmadik élet jelenti. Fontos, hogy a zárójelen belül csak az $\frac{a}{c}$ hányados fordul elő, ellenben a és c külön-külön nem.

E képletnek megfelelő gyűrűrendszer adatait az előbbihez hasonló módon ki lehet számítani. A többi térrácsra is leve-

zethetők ilyen négyzetes képletek, amelyek mindig bonyolultabbak lesznek.

151. A gyűrűrendszer felhasználása a térrács meghatározására. (A Debye-képek megszámozása.) Minden gyűrűre eső sugarak meghatározott helyzetű atómsíkokról verődnek vissza. Ha az atómsíkok indexeit ismerjük, akkor csak a térrács adatai maradnak ismeretlenül az egyenletekben. Tehát módunkban áll ezeket kiszámítani. A kockarács képletében (82) csak a kocka éle (a) lesz az ismeretlen, tehát értékét egyetlen gyűrű adataiból is kiszámíthatjuk; azonban rendszerint több gyűrűből nyert eredmények középértékét vesszük. A négyzetes rácshoz tartozó egyenletben (83) már két ismeretlen marad: a és c ; itt tehát két-két gyűrű indexeit helyettesítjük be az egyenletbe és két-két egyenletből számítjuk ki az elemi cella éleit. Hasonló módon járhatunk el hatszöges rendszerbeli térrács esetén is. A rombos térrács képletében három ismeretlen van, tehát itt három-három gyűrű indexeit kell felhasználni és három ismeretlenű egyenletrendszereket kell megoldani.

Hogy az említett képleteket felhasználhassuk, tájékozódva kell lennünk a kristályrendszer felől. A tájékozódás Debye és Scherrer-féle fölvételek alapján csak a szabályos, négyzetes és hatszöges rendszerbeli kristályok körében sikerül, mert a többi kristályok nagyon sok és részben összeeső gyűrűt adnak, úgyhogy a kristályrendszer nem hámozható ki belőlük.

HULL és DAVEY dolgoztak ki egy eljárást, amellyel a szabályos, négyzetes és hatszöges rendszerbeli kristályok körében aránylag könnyen meghatározhatjuk a gyűrűk indexeit. E kristályrendszereknek ugyanis közös tulajdonsága, hogy elemi cellájukat két adat (a és c) határozza meg és a képletekben is csak ezek szerepelnek. Sőt a képleteket elrendezhetjük úgy, hogy — eltekintve a közös szorzótól — csak e két adat hányadosa $\left(\frac{a}{c}\right)$ fordul elő benne. Ennek alapján HULL és DAVEY az említett kristályok térrácsához olyan görbéket szerkesztettek, amelyeknek felhasználásával minden számítás nélkül megkapjuk a gyűrűk indexeit, ha átmérőjüket megmértük.

[A Hull- és Davey-féle görbesereget csak a négyzetes rendszer esetében rajzoljuk meg. Erre fennáll

$$\sin \vartheta = \frac{\lambda}{2a} \sqrt{h^2 + k^2 + \left(\frac{a}{c}\right)^2 l^2}.$$

Az egyenlet mindkét oldalának logaritmusaát vesszük a következő képlet alapján:

$$\log (x \cdot y) = \log x + \log y.$$

Tehát:

$$\log \sin \vartheta = \log \sqrt{h^2 + k^2 + \left(\frac{a}{c}\right)^2 l^2} + \log \frac{\lambda}{2a}.$$

Minthogy azonban a $\sin \vartheta < 1$ és így logaritmusa negatív, ezért a kapott egyenlet mindkét oldalát megszorozzuk -1 -gyel:

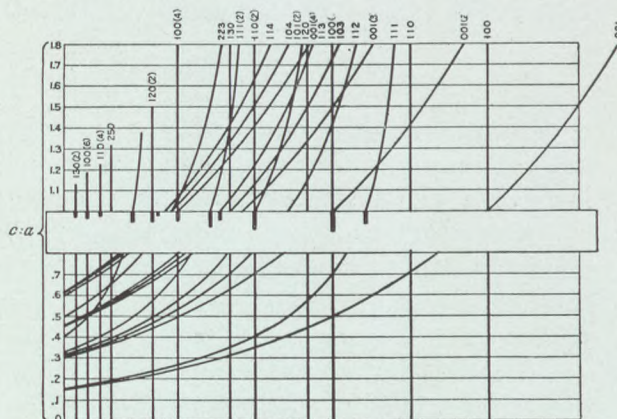
$$-\log \sin \vartheta = -\log \sqrt{h^2 + k^2 + \left(\frac{a}{c}\right)^2 l^2} - \log \frac{\lambda}{2a}.$$

Most a baloldal pozitív, a jobboldalon a négyzetgyökös tag általában negatív, a másik meg pozitív, mert $\lambda < a$. (Különben e taghoz és az egyenlet baloldalához is hozzá lehet adni egy pozitív számot.)

A jobb oldalt ábrázoljuk most rajzban. Mégpedig a koordináta-rendszer függőleges tengelyére felmérjük a

$\left(\frac{c}{a}\right)$ tengelyviszonyt zérustól 1,8-ig; a vízszintesre pedig a jobb oldal megfelelő értékeit. Kiszemelünk egy indexhármast és fokozatosan növeljük a $\left(\frac{c}{a}\right)$ hányados értékét.

Ekkor egy görbét kapunk. Minden indexhármashoz más és más görbe tartozik. A 324. képen látható a *közönséges négyzetes rác görbeserege*. Mindegyik görbe fölött ott áll a megfelelő atómsík indexhármasa.



324. kép. A négyzetesrács Hull és Davey-féle görbéi.

A 324. képen látható a *közönséges négyzetes rác görbeserege*. Mindegyik görbe fölött ott áll a megfelelő atómsík indexhármasa.

Ha most egy *határpontos négyzetes rácú kristály* Debye-gyűrűit meg akarjuk számozni, akkor megmérjük az egyes gyűrűkhöz tartozó $\sin \vartheta$ -kat, majd ezeknek a logaritmusaát vesszük ellenkező előjellel. Ezután egy átlátszó papírszeletre e $\log \sin \vartheta$ értékeknek megfelelő osztályzatot készítünk. Hosszúságegységnek a vízszintes tengelyen egységül vett távolságot választjuk. Ezután a papírszeletet a görbeseregre tesszük és a vízszintes tengellyel párhuzamosan tartva addig tologatjuk, míg az összes osztályzatok egyidejűleg görbékre nem esnek (324. kép). Ekkor a görbék fölött álló indexek egyenlők az egyes gyűrűk indexeivel.

Használhatjuk e görbéket *kockarác* gyűrűinek megszámozására is. Ez esetben a papírszeletre húzott vonalak akkor esnek vala-

ennyien görbére, ha a papírszelet széle az 1 tengelyviszonyszámmal van. Ugyanis kockarácsban $a = c$. A 324. képen a szabályos rendszerbeli magnéziumoxid (MgO) gyűrű-indexeinek meghatározása látható. Ezután módunkban áll az elemi kocka élét kiszámítani. A hiányzó Debye-gyűrűkből meg arra következtethetünk, hogy középpontos vagy határpontos kockarácscsal van-e dolgunk. Másféle rácsok esetében a görbesereg bonyolultabb.]

Ha ismerjük az elemi cella éleit és alakját, akkor ki tudjuk számítani a térfogatát is. De a térfogat felhasználásával meghatározhatjuk az *atómok számát* (N) az *elemi cellában*. Ezt úgy kaphatjuk meg, hogy a cella tömegét elosztjuk az atómsúllyal — megegyező atóموkat tételezve föl. (Különböző atóموk esetén a közepes atómsúllyal számolunk.) A cella tömege egyenlő térfogatának (v) és a kristály sűrűségének (s) szorzatával: (vs). Egy-egy atóm tömegét meg úgy kapjuk meg, hogy az atómsúlyt (A) megszorozzuk a hidrogénatóm tömegével (m_H). Tehát a cellában foglalt atóموk száma

$$N = \frac{vs}{Am_H}$$

A számítások elvégzése után persze rendszerint nem egész számot kapunk, hanem például ilyet: 1.99; ilyenkor a legközelebbi egész számot vesszük (2).

Összefoglalásképen mondhatjuk, hogy a Debye-gyűrűk elhelyezkedése, megszámozása alapján kiszámíthatjuk a *tér-rács alaptartományának méreteit és térfogatát, továbbá a benne foglalt atóموk számát*.

Újabb nevezetes feladat az atóموk elhelyezkedésének meghatározása az elemi cella belsejében. Erre használják föl a *gyűrűk erősségét*. Ugyanis előre ki lehet számítani bizonyos belső atómrendeződésnek megfelelő gyűrűk erősségét. Keresni kell olyan elrendeződést, amelynek megfelelő erősségi viszonyok az észlelttel megegyeznek. Ez némelykor igen nehéz, sőt megoldhatatlan feladat.

A Debye- és Scherrer-féle eljárást sikeresen felhasználta TOKODY LÁSZLÓ hazánkfia a rutil, chromit és hessit (ezüst-tellurid) kristályok szerkezetének megvizsgálására.

152. **A fémek kristályos szerkezete.** Bár egyes fémek (pl. az arany, ezüst) a természetben szép kristályalakban is előfordulnak, mégis a fémek általában alaktalan tömegek gyanánt ismeretesek, melyekből legfeljebb szép kristályokat lehet csiszolni. A fémeket a mindennapi életben nem tartják kristályos testeknek. Pedig a mikroszkóp is már régen feltárta az emberi szem előtt az alaktalan fémtömeg belsejében rejtőzködő szép

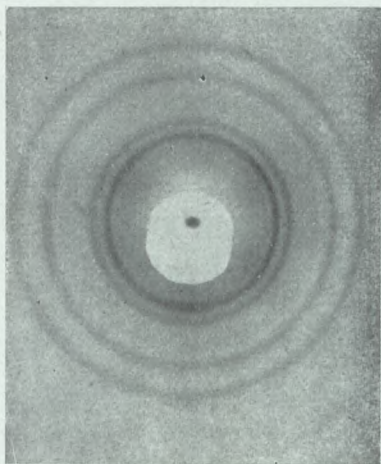
szabályos kristálykákat, amelyek a felületnek alkalmas lemárata után előbukkannak (325. kép). Sokszor nem látunk ilyen kis kristályokat, hanem csak alakatlan szemcséket, amelyek a legnagyobb rendetlenségben helyezkednek el egymás mellett.

Vajjon milyen ezeknek a kis szemcséknek a belseje: az atómok itt talán már rendezettek? Igen! Akár szabályos, akár szabálytalan alakú is a fémszemcse, belsejében az atómok már rendezve vannak. Erről meggyőző a Debye-féle fől-vétel. Csakhogy most nem a közön-séges hengeres kamrával készítjük ezt, hanem — LAUE módjára — fényképezőlemezt vagy sík filmet állítunk a beeső sugárra merőle-gesen. A kristálypor helyett egy kis fémdarabkát veszünk (lemezt vagy rudat), amelyet jól össze-

vissza kalapálunk, hogy a szemcsék bármilyen irányban véve a legnagyobb rendetlenségben legyenek. Még jobban elérjük ezt, ha finom reszelővel fémport készítünk és ebből

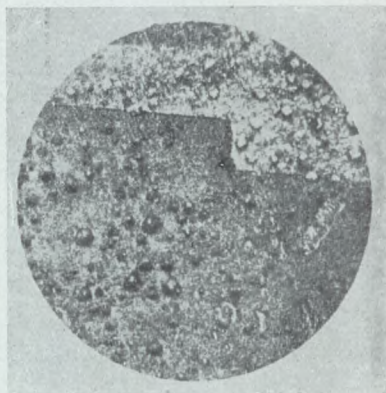
gyúrunk egy kis rudacsát, mint előbb a kristályporból. Persze mindegyik fémporszem-ben még nagyon sok kristály-szemcse lehet. Finom alumí-niumporral a 326. képen lát-ható gyűrűt kapjuk. Hasonló gyűrűket kapunk, ha alumínium helyett nikkel-, réz-, ezüst- stb. fémport használunk. Azonban nem minden fém ad éppen ilyen jellegű gyűrűrendszert.

Ebből mindenekelőtt azt a következtetést vonjuk le, hogy *a fémszemcsék kristályos szer-kezetűek: atómjaik valamilyen*



326. kép. Alumíniumpor Debye-képe.

térrács csomópontjaiban helyezkednek el. A fémszemcsék azon-ban — hacsak valamilyen előzetes megmunkálással nem irányítjuk őket — a fém belsejében teljes összevisszaságban vannak egymás mellett. Csak e feltevés mellett egyezhetnek



325. kép. Rézlemezben lévő kristályszerkezet.

meg a fémrúddal készült Debye-gyűrűk a kristályporral kapott gyűrűkkel. Tehát az ujjunkon viselt aranygyűrűt nemcsak változatlanul ragyogó fénye teszi méltóvá a belefoglalt gyémántkristályhoz, hanem atómjainak olyan csudálatos rendje is, amely a külső látszat ellenére alig marad el a drágakőé mellett.

De ennél még tovább is mehetünk: a Debye-gyűrűk megmérése után meghatározhatjuk a fémkristálykák pontos szerkezetét: az elemi cella alakját, méreteit, belső atómjainak számát is stb. A tapasztalat szerint a fémek nagyon kedvelik a határpontos kockarácsot, de a középpontosat sem vetik meg, sőt még a hatszöges rendszerben is kristályosodnak. A 36. táblázatban megjelöltük sok fém térrácsának fajtát és méreteit.

36. táblázat. Középpontos kockarács.

Elem	Cr	Fe(α)*	Fe(δ)*	K (-150 C°-on)	Li	Mo	Na	Ta	V	W
a Å-ben	2.88	2.87	2.93	5.20	3.50	3.14	4.30	3.27	3.04	3.15

Határpontos kockarács.

Elem	Ag	Al	Au	Ca	Cu	Fe (γ)*	Ir	Ni	Pb	Pd	Pt	Rh	Th
a Å-ben	4.08	4.04	4.07	5.56	3.60	3.63	3.82	3.52	4.92	3.86	3.91	3.82	5.04

Hatszöges rács.

Elem	Be	Cd	Hf	Mg	Os	Ru	Ti	Tl	Zn	Zr
a Å-ben	2.28	2.96	3.32	3.22	2.71	2.69	2.97	3.40	2.67	3.23
c	3.61	5.63	5.46	5.23	4.32	4.27	4.72	5.51	4.95	5.14
c/a	1.58	1.89	1.64	1.62	1.59	1.59	1.59	1.62	1.86	1.59

Bármilyen alakban fordul is elő a fém, a kristályos szerkezet mindig észlelhető. Így valamely fém *porlasztott rétege* ugyanolyan Debye-képet ad, mint a fémpor.** Hasonlóan viselkednek a kolloid-oldatok is.*** A gyűrűk feketedésének eloszlásából ki lehet számítani a fémszemcsék nagyságát is. Külön kép-

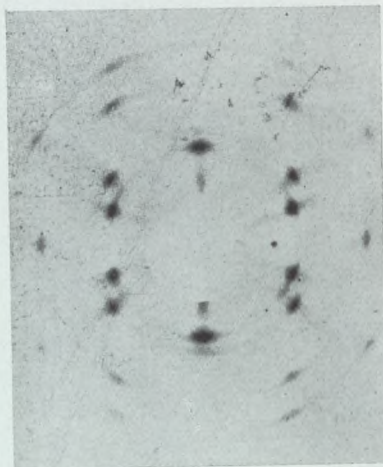
* A különböző vasfajták ismertetését l. a 458. oldalon.

** *Pogány Béla* szóbeli közlése szerint, a vezetése alatt álló Műszaki egyetemi fizikai intézetben *Bakos* és *Zundel* által végzett vizsgálatok alapján is.

*** *Buzágh A.*: Kolloidkémia, T. T. Társ. 1932.

letet vezettek le e célra. Ennek különösen a kolloid-oldatok körében van nagy szerepe. Ilyen módon sikerült meghatározni, hogy nagyon finom aranykolloid-oldatban a szemcsék közepes mérete 1·8 millimikron. Egy ilyen szemcsében alig van száz elemi cella és négyszáz atóm. A martensit nevű vasváltozat szemcséinek nagyságára ilyen módon 1—20 millimikront találtak. Nagyobb (10—100 mikron) méretű szemcsék adatát a Debye-gyűrűben megjelenő foltcskák méretéből határozzák meg.

153. A kristályszemcsék elhelyezkedése a fémek megmunkálásakor. A fémek kristályos szerkezetének megállapításakor hangsúlyoztuk, hogy a Debye-fölvételt fémporral vagy olyan fémdarabkával készítsük, amelyet össze-vissza kalapáltunk. Mihelyt ugyanis a fémet meghatározott módon *megmunkálják*: bizonyos irányban hengerelik, drótot húznak belőle stb., akkor a Debye-képen nem kapunk szép folytonos köröket, hanem *csak köríveket, kördarabokat vagy kisebb-nagyobb foltokat* (327. kép).

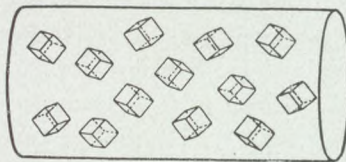


327. kép. Alumíniumdrót Debye-képe tengelyére merőlegesen.

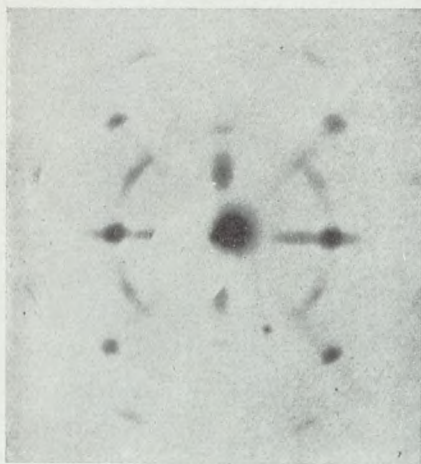
Mi lehet az oka a folytonos gyűrűk megszakadásának? Könnyen megmondhatjuk. Minden gyűrű egy bizonyos fajú atómsíkhöz tartozik. Egy gyűrű csak akkor folytonos, ha ez az atómsík a beeső sugár mint tengely körül forgatva, minden lehetséges helyzetben előfordul. Ha bizonyos állások ki-maradnak, akkor a gyűrű egyes szakaszai hiányzanak. Az utóbbi Debye-képek tehát arra engednek következtetni, hogy a megmunkálás közben a kristályszemcsék rendezkedni kezdenek: mégpedig dróthúzás közben a húzási irányban, hengereléskor még ennek az iránya mentén. Hogy ilyen rendeződésről van szó, az a Laue-képekből is következik. Ugyanis ama természetes kristályok szemcséi, amelyekkel e fölvételek készülnek, teljesen megegyezően helyezkednek el (egységes kristály) s csak pontokat, nem gyűrűket kapunk.

A fényképfölvételekből azt is meg lehet állapítani, hogy milyen a *szemcsék elhelyezkedése*. E célból meg kell határozni az egyes foltokat visszaverő atómsíkok indexeit; majd bizo-

nyos föltevással kell élni arra nézve, hogy milyen korlátozó feltételeknek kell alávetni az atómsíkok elhelyezkedését, hogy éppen az észlelt foltok lépjenek föl. E lépések a húzott alumíniumdrót esetében a következő eredményre vezetnek. Az egyes kristályszemcsék húzás közben úgy rendezkednek el, hogy egy-egy kis elemi kocka átlója a húzás irányába esik; egyéb korlátozás nincs, tehát az összes kockaállásokat úgy kapjuk meg, hogy egyet átlója körül forgatunk (328. kép). Ha ilyen feltételek mellett ki-



328. kép. Kristályszemcsék elhelyezkedése alumíniumdrótban.



329. kép.

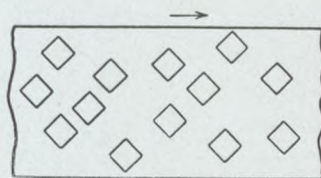
Hengerelt vasbádóg Debye-képe.

számítjuk a határpontos kockarács Debye-képen megjelenő foltok helyét, az említett tapasztalati eredménnyel összhangban leszünk. Persze nem várhatjuk azt, hogy az összes kristályszemcsék teljesen így helyezkednek el, ezért más homályos foltocskák is megjelennek. Ha középpontos kockarácsú fémből húzunk drótot, akkor nem a kocka átlója, hanem egyik határlapjának átlója $[110]$ esik a húzás irányába. Mindkét esetben igaz az, hogy a húzási irányra merőleges atómsíkokat a legsűrűbben lepik el az atómsíkok. (Határpontos kockarács: (111) középpontos: (110) atómsík.) Még feltűnőbb a szemcsék elrendeződése hengerelés alkalmával. Jól kihengerelt vasbádóg Debye-képe (329. kép) arra enged következtetni, hogy az elemi kocka egyik határlapja helyezkedik el párhuzamosan a hengerelés síkjával és ennek átlója a hengerelés irányába esik (330. kép). Persze ez az elrendeződés itt sem tökéletes. Nem minden kockarácsos fém szemecskéi helyezkednek el hengereléskor egyformán. A fontosabb fémekre táblázatot készítették (GLOCKER). Az alumínium hengerelés közben kivételesen viselkedik. Az első ilyen foltos Debye-képeket a növényi cellulóz (rostanyag)* Röntgen-vizsgálatakor készítették, ezért az összes

* Mágócsy—Dietz Sándor: A növények táplálkozása, 165. o., Doby G.: Agro-kémiai gyakorlatok, 189. o. és Szabó Zoltán: A növények szervezete, III. k. 106. o.

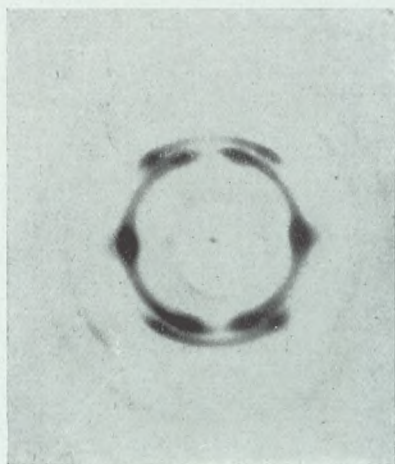
ilyen képeket *rost- vagy szerkezeti diagrammnak* (*Faser- oder Textur-Diagramm*) is nevezik. Ezeknek keletkezését a kristályszemcsék elrendezkedésével POLÁNYI magyarázta meg először.

Ilyen szerkezeti képek készítésére bármilyen Laue-kamrát is föl lehet használni. A réz *K* sugárzása helyett jobban megfelel az ezüsté, mert keményebb. 0.1 mm vastag vas-, vörösréz-, sárgaréz- és ezüstlemezekről 150 kilovoltos és 10—15 milliampère-es Röntgen-árammal, 6—8 órai megvilágítási idő alatt lehet fölvételt készíteni, erősítő ernyő nélkül.

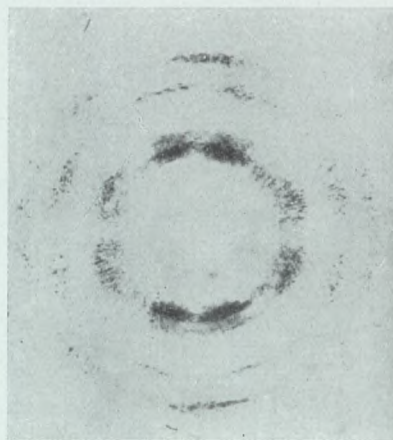


330. kép. Vasbádóg kristályszemcséinek elhelyezkedése hengereléskor (iránya balról jobbra).

154. Más változások a kristályszemcsék elhelyezkedésében és szerkezetében. A fémek kristályszemcséi nemcsak megmunkálás következtében helyezkednek el bizonyos módon, hanem elektromos árammal való kiválasztás (*elektrolízis*) közben is. Ha pl. rezet választunk ki valamilyen oldatból, akkor a szemcsék



a



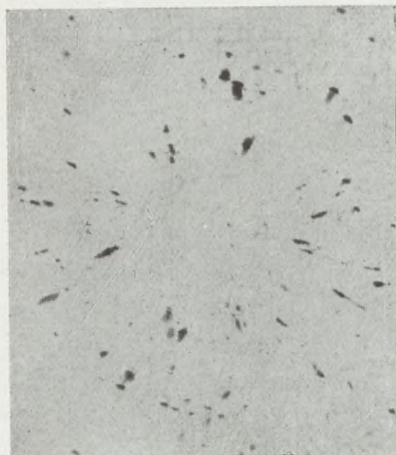
b

331a. és b. kép. Hengerelt ezüstlemez Debye-képei.

nem rakódnak rendetlenül a katódra, mint várnánk, hanem az áram iránya mint tengely körül szabályszerűen rendeződnek el. Erről tanuskodik a szerkezeti diagram. Hogy melyik kristálytani irány lesz párhuzamos az áram irányával, az függ az oldat összetételétől és az áram sűrűségétől.

A kristályszemcsék elhelyezkedése és mérete megváltozik akkor is, ha a hengerelt vagy nyújtott fémet tartósan melegítjük.

A szerkezeti képen ekkor a következő változásokat észleljük (331. kép). Az egyenletesen fekete gyűrűk most apró foltocskára szakadnak szét, majd további hőmérsékletemeléskor tel-

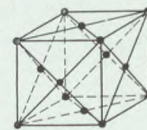
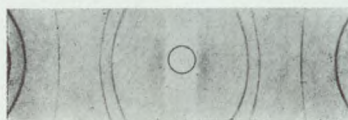
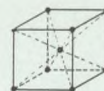


331c. kép. Hengerelt ezüstlemez Debye-képe újrakristályosodáskor.

jesen felbomlik a szemcsék rendje és meglehetősen nagy foltok rendszertelen halmazát kapjuk. A 331a, b, c kép hengerelt ezüstlemezről készült: az *a* mutatja a szemcséknek a hengerelésre jellemző rendjét, a *b* a 700 C⁰-on, a *c* a 900 C⁰-on uralkodó viszonyokat. A melegítés közben eleinte növekszenek a kristályszerkezet és törekednek a rendezetlen állapot felé (700⁰); majd később teljesen felbomlik a rend és a megnőtt szemcsék úgy szerepelnek, mintha nagyobb kristályok halmazát alkotnák: széjjel szórt fekete foltokat adnak

(900⁰). Ezzel együttjár az ezüstlemez szilárdságának csökkenése is. Ezt a folyamatot nevezik *újrakristályosodásnak*. E közben a megnövekedett szemcsék néha nem jutnak teljesen rendezetlen állapotba, hanem újabb módon rendeződnek el.

Érdekes módon változik meg a vas kristályos szerkezete melegítés közben. A vas körülbelül 750 C⁰-ig mágnesezhető, de középpontos kockarácsú (α -vas); 750⁰-on felül nem mágnesezhető, de



332. kép. A vas Debye-képei.

térrácsa változatlan marad 900⁰-ig (β -vas); majd 900⁰ és 1400⁰ között térrácsa határpontos kockarácsá válik át, melynek állandója nagyobb, mint az előbbi rácsé (γ -vas), de 1400⁰-on felül atómjai ismét az előbbi középpontos kockarácsban helyezkednek el (δ -vas). A Debye-fölvételek a 332. képen láthatók.

Becses eredményekre jutottak a Műszaki és Gazd. egyetemen SZARVASSY IMRE és LÁNYI ERNŐ, akik a gyémántnak igen magas hőmérsékleten (1500—2000⁰) grafittá való átalakulását vizs-

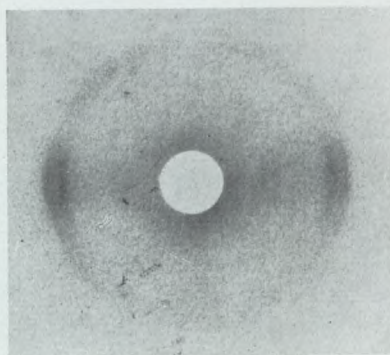
gálták meg Debye-fölvételekkel. LENGYEL BÉLA ugyancsak Debye és Scherrer-fölvételekkel vizsgálta a kristályvíz szerepét zeolitokban.

Nem hagyhatjuk említés nélkül, hogy a hazai zeolitokra vonatkozólag alapvető kristálytani vizsgálatokat végzett *Mauritz Béla*.

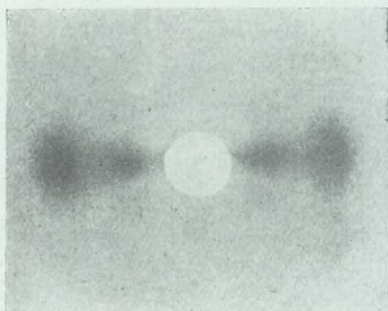
155. Egyéb anyagok Debye-képei.

A Röntgen-vizsgálat közben sok olyan anyagról kiderült a kristályos szerkezet, amelyeket régebben nyugodt lélekkel tartottak alaktalannak. Így például kristályos anyag a *cellulóz* is, ugyanis molekulái rombos térrácsban helyezkednek el, melynek elemi cellája

$7.9 \times 8.45 \times 10.2$ Å méretű, s az elemi cellában négy $C_6H_{10}O_5$ molekula van.* NÁRAY-SZABÓ ISTVÁN és SUSICH megvizsgálták az acetyl- és nitrocellulóz kristályos szerkezetét is.



333a. kép. Rézselyem Debye-képe.



333b. kép. A természetes selyem Debye-képe.

A cellulóz a *műselyemgyártás* fontos alapanyaga. Különböző kémiai eljárásoknak vetik alá és pompás műselymet készítenek belőle, amelynek a gyártási mód szerint különböző neveket adnak. (Réz, viscosz, acetátselyem stb.) Sejthetjük, hogy e műselymek szálainak is kristályos szerkezete van, amely nagyon hasonlít a cellulózéhoz (333a kép). Azonban jól észlelhető különbségek is vannak az egyes műselymek szerke-

zeti képei között és jól megkülönböztethetők ezek a természetes selyemtől is (333b. kép). A Röntgen-sugárnak tehát a selyemvizsgálatban is fontos szerep jutott. A 333b-hez hasonló Debye-képeket készített *Worschitz Frigyes* különböző faanyagokkal és *Hermann János* társaságában izomrostokkal is.

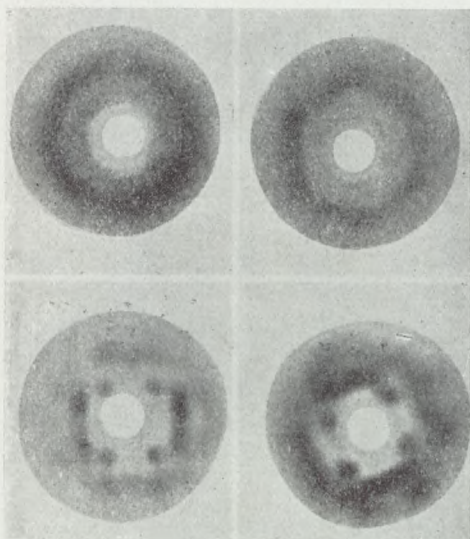
A *természetes kaucsuk* Debye-képe semmiféle kristályos szerkezetet nem árul el: széles, elmosódott körgyűrű, amely az alaktalanság jelképe. Nagymérvű *megnyújtáskor* azonban

*A cellulóz a saccharidok közé tartozik; sok saccharid kémiai szerkezetét *Zemplén Géza* nagyjelentőségű vizsgálatai derítették ki.

már fellépnek a rendezett kristályos szerkezetre valló foltok. Az elemi cella most is rombos rendszerű, melynek élei $8 \times 8.6 \times 7.68$ Å hosszúak; egy-egy cella négy C_5H_8 molekulát tartalmaz. Mivel kristályosodás közben általában hó fejlődik, érthető, hogy miért melegszik a kaucsuk megnyújtás közben. A természetes kaucsuk e tulajdonsága felhasználható az utánzatok

(mesterséges kaucsuk) felismerésére is. Ugyanis a műkaucsuk megnyújtáskor sem árul el semmiféle kristályos szerkezetet. Csak megemlítjük, hogy a szerves kémiában is nagy teret hódítottak a Debye-képek.

Érdekes feladat jutott a Röntgen-sugárnak a természetesen fejlődött és a tenyésztett *igazgyöngyök* megkülönböztetése körül; mégpedig azért, mert nagyon fontos, hogy a gyöngy vizsgálat közben meg ne sérüljön. Az igazgyöngyöket úgy termelik, hogy a gyöngykagylót felnyitják és alkalmas módon kis gyöngy-



334. kép. Természetes és termelt igazgyöngyök Debye-képe.

ház-gömböcskét ágyaznak bele; majd acéldrótból készült kalitkában ismét a tengerbe süllyeszti. A gyöngyházgömb 6—7 év alatt pompás gyönggyé fejlődik. Külalakja, kémiai összetétele olyan, mint a természetes igazgyöngyé, tehát nagyon nehezen lehet megkülönböztetni tőle. Segít a Röntgen-sugár. DAUVILLIER gondolt arra, hogy talán a gyöngyházmag és a gyöngy falának kristályos szerkezete alapján lehet eldönteni a kérdést. Ő Debye-fölvételeket készített a gyöngyházról és a természetes igazgyöngyökről külön-külön. A gyöngyház a fémek szerkezeti képeire emlékeztető foltokat ad, amelyek hatszöges részarányosságot mutatnak, mikor a sugár merőlegesen esik a gyöngyházlemezkére, és négyzeteset, ha a sugár a lemez lapjával párhuzamos. A természetes igazgyöngy anyagának Debye-képe ellenben foltnélküli széles körgyűrű. A tenyésztett igazgyöngyről készült Debye-képen gyűrűk és kisebb-nagyobb foltok vegyesen fordulnak elő. A 334. képen fölül van a természetes, alul a termelt igazgyöngyök Röntgen-képe.

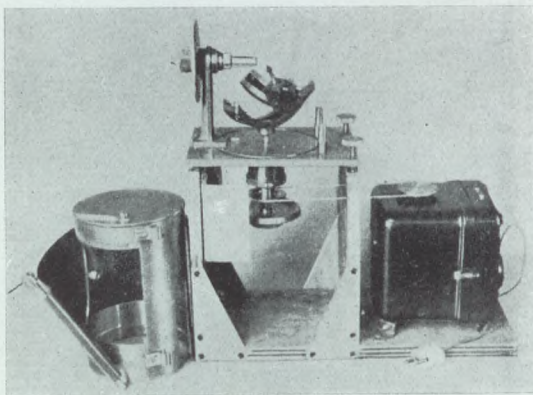
Meg kell emlékeznünk a Debye-képeknek *állattani alkalmazásáról* is. DUDICH ENDRÉNEK sem optikai, sem más módszerekkel nem sikerült megállapítani, hogy az *Oniscus asellus* nevű ászkarák bőrében a kalciumkarbonát milyen változatban fordul elő: csak *kalcitról* vagy *aragonitról* lehetett szó. Az állat megszárított bőrét porrá törve 0.4 mm átmérőjű rudacskát készítettek belőle és a Röntgen-képen megkapták a kalcit-kristálykák gyűrűrendszerét. Tehát az állat bőrében kalcitszemcsék vannak.*

4. Forgókristályos Röntgen-képek és alkalmazásuk.†

A kristályok forgatásával találkoztunk már BRAGG, SEEMANN eljárásában. De ott csak a Röntgenszínkép előállítása szempontjából volt jelentősége. Egészen új célra: a kristályok belső szerkezetének megállapítására használták föl a kristály forgatását SCHIEBOLD (1922), továbbá POLÁNYI ÉS WEISENBERG (1922).

156. A forgókristályos fölvételek készítése.

A készülék hasonlít a Debye-féle kamrához. Ugyanis a fényképfölvételt most is hengeres



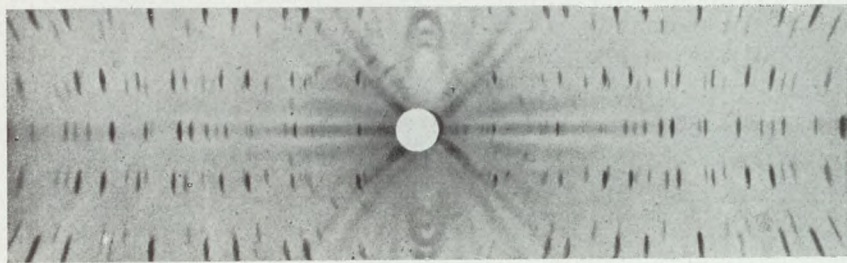
335. kép. Forgókristályos készülék.

filmre készítjük, amely egy fémhenger belső falához simul (335. kép). A kristályt kis szögre ragasztjuk, amely körosztályzat mentén eltolható, de ez a körosztályzat meg egy másik reá merőleges körosztályzat mentén mozgatható. Így a kristályt tetszésszerűen helyzetbe lehet állítani. Forgatását kis motor végzi. Balról fönt van a sugárbeejtő nyílás. A fölvételekhez réz vagy molibdén K sugárzását használjuk. Fémshűrőre most nincs szükség, mert a $K\beta$ sugárzástól származó foltok gyengék és jól megkülönböztethetők a $K\alpha$ csoporttól. Míg a Debye-kamrában kristályport használnak, addig itt *kicsiny, de teljesen ép kristályra van szükség*. Igaz, hogy elég 1 mm

* A Röntgen-fölvételt a Freiburg i. Br.-i egyetem fizikai-kémiai intézetében készítették (Böhm).

hosszú és 0.1 mm átmérőjű darabka. Persze keskeny sugárnyalábot is kell ejteni erre a kis kristályra.

A 336. képen hatszöges tengelye körül forgatott kvarc-kristállyal készült fölvétel látható. (A hengeres filmet egyik alkotója mentén fölvágva síkba kiterítettük.) Első tekintetre föltűnik, hogy a fekete foltocskák egy-egy vízszintes egyenes vagy keskeny szalag mentén sorakoznak: rétegek módjára helyezkednek el egymás fölött. (*Rétegvonalak.*) Bármelyik atómsort választjuk is forgási tengelynek, ilyen rétegvonalakat kapunk. Leginkább a kristálytengelyekkel párhuzamos atómsorokat szemeljük ki erre a célra. Minthogy a fölvételhez éppen



336. kép. Kvarekristállyal kapott rétegvonalak.

szép szabályosan elrendezett atómsorok szükségesek, azért nem használhatunk itt kristályport.

157. A rétegvonalak keletkezése. A rétegvonalak tulajdonképpen gyűrűk a hengeres filmen. Ezeknek keletkezéséről kell most beszámolnunk. BRAGG az atómokat síkokba csoportosította és a párhuzamos atómsíkok sugárelhajlító hatását vizsgálta. Mi most az atómokat egyenes vonalakba csoportosítjuk és az egymással párhuzamos atómsorok sugárelhajlítását vizsgáljuk meg. De örömmel állapíthatjuk meg, hogy ezt a kérdést már meg is vizsgáltuk, amikor a Laue-féle jelenség elméletével foglalkoztunk. Most a jelölések megváltoztatásával felújítjuk a régebbi eredményeket.

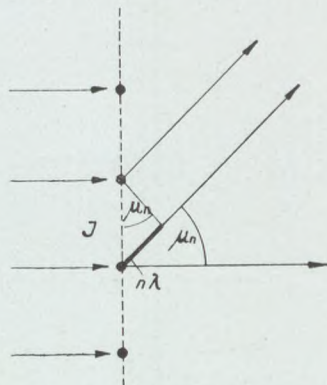
Mindenekelőtt egy atómsort szemelünk ki, amelyben az atómsor egyenlő távolságban helyezkednek el (337. kép). Ha erre merőlegesen sugárnyaláb esik, az atómsor minden irányban elhajlítja a sugarakat. Az egyes keskeny sugárnyalábok azonban csak olyan irányokban erősítik egymást, amelyekben az egyes sugarak útkülönbsége a sugár hullámhosszához egész-számú többszöröse. Ez az útkülönbség most is a vastagon

kihúzott vonalдарabbal egyenlő ($n\lambda$). A derékszögű háromszögben

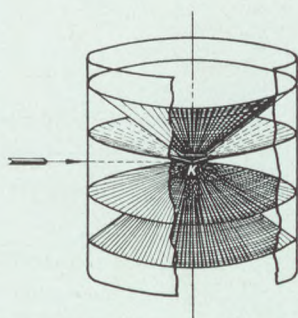
$$\sin \mu_n = \frac{n\lambda}{J},$$

ha J -vel jelöljük két szomszédos atómnak a távolságát. (Identitási távolság, ismétlődési távolság.)

Ha egy-egy ilyen erősítési irányt az atómsor mint tengely körül megforgatunk, akkor kúppalástot kapunk. Tehát az elhajlított sugarak olyan kúppalástok mentén fekszenek, amelyeknek tengelye az atómsor (338. kép). E kúpok a hengeres filmet körökben metszik, melyek a síkban kiterített filmen egyenes vonalak lesznek. E meggondolás alapján a rétegvonalaknak folytonos szalagoknak kellene lenni, de ezek csak foltok, amelyek egy egyenesbe esnek. Ennek oka az, hogy a vékonyka kis kristályban nem egyetlen atómsor van, hanem rengeteg sok, amelyek egymással párhuzamosak. Az újabb atómsorok önmagukban véve



337. kép.
Atómsor sugárelhajlítása.



338. kép. A rétegvonalak keletkezése hengeres filmen.

ugyanazokban az irányokban küldénének erősített sugarat, mint az előbbi. Csak az a kérdés, hogy az egyes atómsorok által külön-külön elhajlított sugarak miképen viselkednek együttesen. Bizony nagyon könnyen lehetséges, hogy egyes irányokban kioltják egymást. Ilyenkor aztán a rétegvonal megszakad: foltokra bomlik föl. Az új atómsorok most sem adnak új erősítési irányokat, legfeljebb a régiek közül néhányat tönkretesznek.

Megismerve a jelenség elméletét, fölírhatjuk az annyira fontos *rétegvonal-egyenletet*, amelynek alapján fáradság nélkül meg tudjuk határozni az ismétlődési távolságokat. Ugyanis az előbbi egyenletből egyszerű elrendezés után következik, hogy

$$J = \frac{n\lambda}{\sin \mu_n}, \quad (84)$$

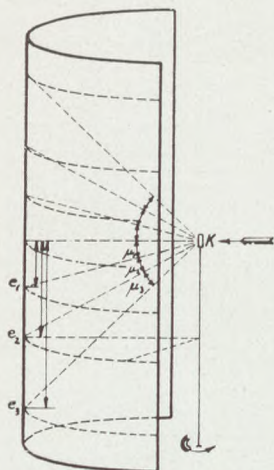
ahol n jelenti a rétegvonal rendszámát, λ a használt Röntgen-

sugár hullámhosszát és μ_n pedig az úgynevezett rétegszöget. Ez utóbbinak a megmérése az egyetlen feladat. A 339. képen látható, hogy a rétegvonalak távolságából és a kamra sugarából mi módon tudjuk kiszámítani ezt a szöget. Az e_1, e_2, \dots jelölik a rétegvonalak távolságát a közvetlenül beeső sugár helyétől; a filmhenger sugara r . Ekkor

$$\text{tangens } \mu_n = \frac{e_n}{r},$$

tehát csak az e_n távolságokat kell megmérnünk, mivel az r úgyis ismeretes. Egy szög tangenséből azonban a sinusát is ki lehet számítani, vagy táblázatból is ki lehet ezt keresni.

Ennek ismerete után a (84)-ből — mivel a λ és az n ismert — kiszámíthatjuk az ismétlődési távolságot (J).



339. kép. A rétegvonalak felhasználása.

158. A térrács meghatározása forgókristállyal. A Debye-féle fölvételek hátránya, hogy a gyűrűket meg kell számolni: meg kell keresni a visszaverő atómsíkok indexeit, s csak azután lehet az elemi cella adatainak kiszámítására gondolni. A forgókristályos fölvételeknek nagy előnye, hogy belőlük a rétegvonalak megszámozása: *a visszaverő atómsíkok megkeresése nélkül ki tudjuk számítani az elemi cella éleinek hosszát és térfogatát.* Természetesen ismernünk kell a kristálytengelyek irányát, amelyek vagy kristálytani úton, vagy Laue-képekből határozhatók meg. Ha ez megvan, akkor nem kell mást tennünk, mint a három kristálytengely körül forgókristályos Röntgen-képeket készíteni s a rétegvonalak távolságából máris megkapjuk az elemi cella éleinek hosszát.

De még tovább is mehetünk. Ugyanis tájékozódhatunk a cella belseje felől is: meghatározhatjuk az úgynevezett *eltolási csoportokat* is. Ha például kockarács esetében a kristálytengelyekre vonatkozó fölvételeket már elkészítettük és a felől kell döntenünk, hogy közönséges, középpontos vagy határpontos kockarácsról van-e szó, akkor még két fölvételt csinálunk. A kristályt előbb úgy állítjuk, hogy az egyik kristálylap [110] legyen a forgási tengely, majd pedig úgy, hogy a kocka átlója [111]. A kapott ismétlődési távolságok arányából megállapíthatjuk a térrács fajtát.

A forgókristályos fölvételeket meg is lehet számozni : meg lehet határozni az egyes visszaverő atómsíkok indexeit is.

*

Láttuk, hogy az X-sugaraknak ama kiváló tulajdonsága, hogy az elrejtettet, a láthatatlant is látni engedik, milyen fontos szerepet biztosított számukra a fémtárgyak belsejének megvizsgálásában is. Igaz, hogy a fémek nagyon elnyelik a Röntgen-sugarakat, de elég erős és kemény sugárnyalábbal és érzékeny fényképezőfilmmel legyőztük ezt az akadályt. Azt is megtudtuk, hogy a Röntgen-sugár a fémeknek és más testeknek nemcsak belső anyageloszlásáról tájékoztat. Nem! Ennél sokkal többet mond: A Röntgen-sugarak titkos kémek gyanánt besurrannak az atómok közé, ellesik, hogy mit rejtegetnek egymás között, majd kilépve, elárulják nekünk, hogy mit láttak: elárulják az atómok elrendezését, térbeli rácsokba, kristályokba való csoportosulását és ezzel hírt hoznak a végtelen kicsinyek világának olyan csudálatos rendjéről, amelyet az érzékeink alá eső világban nem is találunk. De ennek a hírnek nemcsak tudományos jelentősége van, hanem a mindennapi élet, az ipar, a kereskedelem szempontjából is fontos.* Most még csak arról kell röviden beszámolnunk, hogy mit mondanak a Röntgen-sugarak az emberi test belsejéről.

* L. dr. *Pogány Béla*: A Röntgen-fény felhasználása az anyagvizsgálat céljaira. Anyagv. Közl. 1928. és 1929.

XXI. FEJEZET.

A Röntgen-sugárzás alkalmazása az orvosi tudományban.*

A híres würzburgi ülésről indult el a Röntgen-sugár az orvosi tudományban megtett diadalmas útjára. Eleinte csak a test átvilágítására használták. A csontrendszer árnyékképének szemlélése a szakférfiakat és a közönséget egyaránt érdekelte. Tanuságot tehetnek erről azok a sokszor tréfás képek, amelyek a sugarak fölfedezése idejében készültek. Azonban lassanként felismerték az emberek a Röntgen-sugár hatását az élő szervezetre s nemcsak átvilágításra, hanem gyógyításra is kezdték használni. Ma már a Röntgen-sugár nélkülözhetetlen gyógyszer az orvosi tudománynak. Sőt vannak olyan betegségek, amelyeknek gyógyításában csak ezzel lehet célt érni. A Röntgen-kezelésben a *gyógyszer minőségének* megfelel a *sugárkeménység*, a *gyógyszerhatásnak* a *biológiai sugárhatás*, a *gyógyszermennyiségnek* pedig a *sugáradag (dózis)*.**

1. Az emberi test átvilágítása (diagnosztika).

Az orvosi Röntgen-diagnosztika abban áll, hogy az emberi test árnyékképét világító ernyőn nézik meg vagy pedig lefényképezik. Ilyen módon legkönnyebb a csontokról tájékozódni, hiszen ezekben fordulnak elő a legnagyobb rendszámú elemek, tehát a sugarakat környezetükhöz képest leginkább elnyelik. De a nagy levegőtartalmú tüdő által körülvelt szív is elég jól látható a Röntgen-képen. Azonban a testnek legtöbb belső lágy része (gyomor, belek, máj, lép, epehólyag stb.) a Röntgen-képen teljesen egybeolvad, amit elősegít az is, hogy e lágy részek a sugár irányában tekintve, sokszor egymást eltakarják. Ha tehát ezeket akarjuk megvizsgálni, akkor mesterséges árnyalati különbséget kell a Röntgen-képen előidézni, ami napjainkban kitűnően sikerül az úgynevezett kontraszt-anyagoknak a testbe való juttatásával.

* Kimerítő tájékoztatásra l. *Kelen Béla*: A Röntgenológia alapvonalai, M. O. K., 1934.

** *Kelen Béla*: Gyógyítás Röntgen-, rádium- és ibolyántúli sugarakkal. T. T. Társ. 1923. 32. oldal.

159. A csontrendszer vizsgálata. Csontficamodások, csonttörések esetén mind a baj megállapítására, mind a helyreigazítás vagy az összeillesztés, összeforradás helyességének megvizsgálásakor mulasztás a Röntgen-sugarat föl nem használni (341. kép). Sőt a tudományos csontvizsgálatokban is fontos szolgálatot tehet: ZIMMERMANN

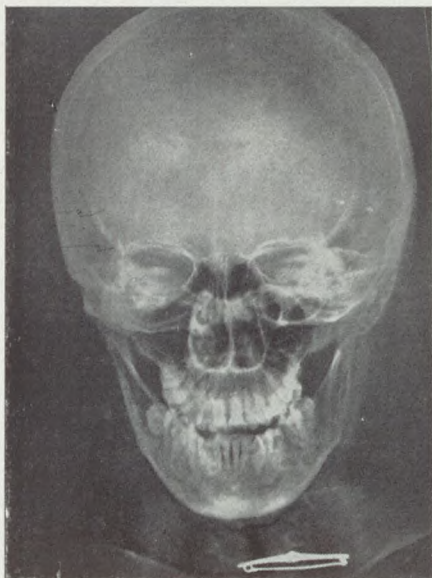
ÁGOSTON Röntgen-fölvétellel állapította meg a Vesalius-féle íncsontok előfordulását és helyét az emberi és állati testben. A Röntgen-sugárral megállapítható csontbetegségek közül első helyen említjük az *angolkórt*, amelynek oka a mész hiánya a csontokban. Ilyenkor a Röntgen-képen különösen a hosszú csontok áttetszők és elgörbültek, a csontosodási vonal zeg-zugos és igen széles. Jellegzetes Röntgen-képe van a csontok *gümőkóros* megbetegedésének, amely gyakran a felső karcsontban és a combcsont gumójában fordul elő. E betegségek esetén a csont olyanforma, mint a szüette fa, ezért nevezik e betegséget csontszúznak is. Ilyenkor a Röntgen-kép foltos, a csontok széle olyan, mintha kirágták volna. Sok esetben az *ízületi gyulladások* alkalmával is becses tájékoztatást nyújt a Röntgen-kép, stb. Megjegyezzük, hogy alapos csontvizsgálatkor ajánlatos fényképfölvételt készíteni, mert a csontok finom részleteit a világító ernyőn nem lehet olyan jól látni, mint a fényképen.



341. kép. Eltört combcsont Röntgen-képe (pozitív másolat).

A koponya és az agy vizsgálata terén jelentős szerepe van a Röntgen-sugárnak. Ezekről is fényképfölvételt kell készíteni, mégpedig rendszerint előlről és oldalról, de néha az átvilágítás is előnyös (342. kép). A koponyacsontokon kimutathatók azok a változások, amelyeket a koponyaürbeli daganatok okoznak: kimaródások stb. Az agyat úgy vizsgálják meg, hogy a koponya belsejéből alkalmas módon szűrőcsapolás útján leeresztik az úgynevezett cerebrospinalis folyadék egy részét és helyére levegőt vagy oxigént fújnak be. Az ilyen agyról készült fény-

képfölvételen jól láthatók a részletek. A Röntgen-képből meg lehet állapítani, hogy van-e agyvérzés és milyen fokú, meg lehet határozni az agydaganat helyét stb. Nagyon alkalmas a Röntgen-sugár a *foghibák* megvizsgálására. Helytelen gyökér-



342. kép. Koponya-fölvétel (negatív).

állás, elő nem bujt fogak, rejtett genyedések stb. azonnal megjelennek a Röntgen-képen és kételyek esetén a fogorvosnak megmutatják a helyes kezelés útját (343. kép.).

160. A test lágy részeinek vizsgálata. A *szívet* átvilágítással is, meg fényképfölvétel útján is vizsgálják. A vizsgálatot két főirányban : előlről és ferdén oldalról szokás végezni. Tárgyát képezi a szív helyzete, nagysága, alakja és a szívmozgások ; ismerve ezeket az egészséges szív esetében, következtetést lehet vonni a kóros állapotra. A Röntgen-fölvétel a szívbillentyű-bántalmak, a szívbu-

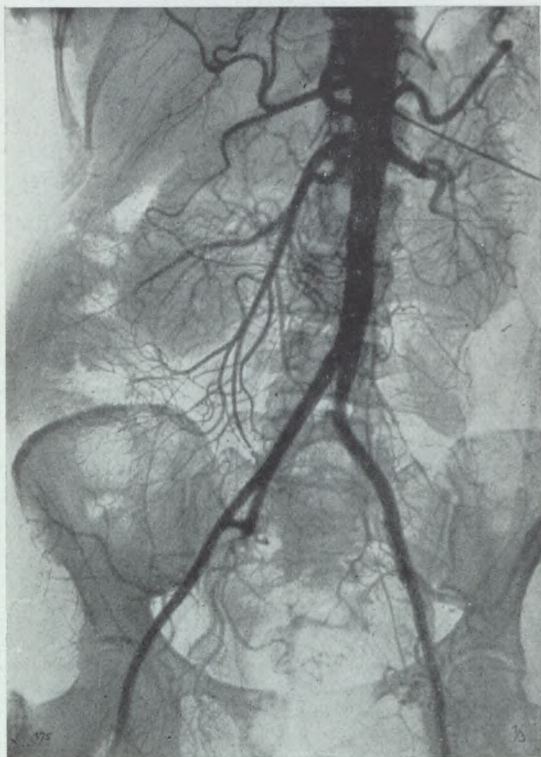
gyulladás és a szívbuoknak más szervekkel való összenövése felől is tájékoztatást nyújt. A szív egyes részeinek működését külön-külön át lehet kutatni a Röntgen-sugárral SCHMITZ eljárása szerint (1931). Ő keskeny sugárnyalábot bocsát át a szívnek valamelyik részén és a testből kilépő sugárzást metilbromiddal töltött kis ionos kamrába ejti, amely rádiólámpás erősítőkészülékkel áll összeköttetésben. A szív működése szerint változik a kilépő sugárnyaláb erőssége és vele együtt az ionozási áram intenzitása is. Az erősítőkészülék e változásokat még inkább fölfokozza. Alkalmas készülékkel úgynevezett szívgörbéket lehet rajzoltatni, amelyek hasonlítanak az elektrokardiográf görbéihez. A szívvel kapcsolatban megemlítjük, hogy a Röntgen-sugár a *vérerek* vizsgálatára is felhasználható, különösen érelmeszesedéskor a mészlerakódás miatt. Meglepő az a tökéletesség, amellyel az orvosi tudomány jóformán az egész érrendszert a szemünk elé tudja varázsolni (344. kép). Az



343. kép. Genyzaecskó a foggyökéren.

aortába jódtartalmú oldatot fecskendeznek be, amelyet a vér tovább szállít az erekben, s a Röntgen-képen bámulatos részletességgel megjelenik az érrendszer. Befecskendezésre újabban a teljesen veszélytelen szerves jódvegyületeket használják. Ilyen az abrodil (monojódmetanszulfosavas nátrium), továbbá az uroszelektán (jódpiridinecetsavnak a nátrium-sója).

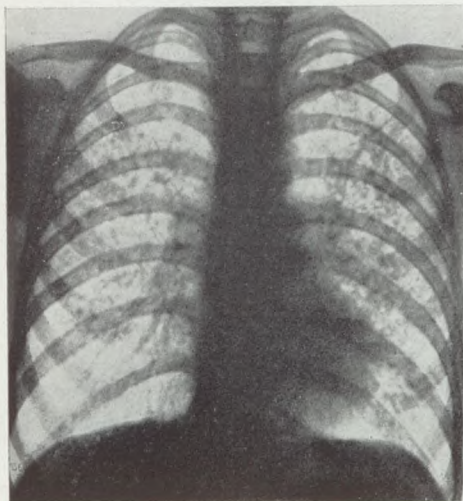
Fontos szerepe van a Röntgen-sugárnak a *tüdővizsgálatban*. A tüdőt át is világítják, de fényképfölvételeket is készítenek róla. Az egészséges tüdő Röntgen-képen finom hálózatos, mohaszerű rajz látható, amely a vérrel telt tüdőerek és légutak árnyékképe. Ezek annál jobban látszanak, minél több levegő van a tüdőben. A hörgők fala ellenben rendes körülmények között nem látszik. Ha megfelelő érzék-



344. kép Az emberi test érrendszere 20 köbcm 100%-os nátriumjodid-oldat befecskendezése után.

telenítés után üvegsövön (katéteren) át jodipint vagy lipiodolt juttatnak a légsőbe, ez behúzódik a hörgőkbe és ezek nagyon szépen megjelennek a Röntgen-képen. A kezdődő *gümőkór* (tüdőcsúcshurut) és a kiterjedt gümőkór (tuberkulózis) vizsgálatában fontos tényező a Röntgen-sugár. Tüdőcsúcshurut alkalmával a csúcsokról lágy sugárzással árnyalatdús fölvételt készítenek, amelyen tömörülések találhatók apró foltocskák alakjában. A kiterjedt gümőkór esetén vonalszerű, sávós árnyékok, kisebb-nagyobb foltok vagy hópehelyszerű árnyékok láthatók a Röntgen-képen (345. kép). Esetleg nagyobb üreg is keletkezhetik a tüdőben, amely — ha izzadmány nincs benne — nagy sötét folt alakjában jelentkezik a fényképen.

Meg kell emlékeznünk néhány szóval még a *gyomor és belek* Röntgen-vizsgálatáról is. Ezek önmagukban véve nem igen látszanak a Röntgen-képen, sem a világító ernyőn, ezért



345. kép. Tüdő-tuberkulózis.

vizsgálatuk esetén árnyalati különbséget adó anyagra van szükség. Ilyen gyanánt használták régebben a bizmut tartalmú anyagokat, amelyek éppen a bizmut nagy rendszáma miatt erősen elnyelik a sugarakat és a világító ernyőre sötét árnyékot vetnek. A régebben használatos bizmutszubnitrátot (bismuthum subnitricum) esetleges mérgező hatása miatt eleinte a bismuthum bicarbonicum váltotta föl, de ezt is kiszorította újabban a nála sokkal olcsóbb *bárium-szulfát* (barium sulfu-

ricum). Ebből vízben vagy tejben főtt darához, vagy rizshez körülbelül vele egyenlő mennyiségűt kevernek és cukrot, kakaót tesznek bele, hogy kellemesebb íze legyen. E kásából körülbelül egy mély tányérnyit (a belső pereméig számítva) kell a betegnek egyszerre elfogyasztani. Cytobarit, eubaryt, ventrobaryt stb. néven már ízesített, főzésre kész keverékek is vannak forgalomban. A Röntgen-vizsgálat becses tájékoztatást nyújthat a gyomor alakjáról, nagyságáról, fekvéséről, mozgásairól, esetleg a gyomornedv elválasztásáról is, amely a pép fölött gyülemlik össze. Használják a Röntgen-sugárzást gyomorfekély, gyomordaganatok, gyomorszűzsűkület stb. megvizsgálására is.

A vékonybél megbetegedései felől a Röntgen-sugár nem nyújt valami jelentős tájékoztatást. Ellenben a vakbél, féregnyúlvány és vastagbél betegségeinek (szűkületek, bélcsavarodás,



346. kép. A vastagbél árnyékot adó anyaggal kitöltve.

összenövéssek, fekély) tanulmányozásakor nélkülözhetetlen (346. kép). Az átvilágításkor jól megfigyelhetők a bélmozgások is.



347. kép. Epekövek.

A *vesét* és a *húgyutakat* újabban úgy vizsgálják meg, hogy árnyalati különbséget adó anyag gyanánt uroszelektánt, abrodilt fecskendeznek a vérbe, minek következtében a fényképfölvételen a vese alakja és az esetleges vesekövek jól láthatóvá válnak. A vesekövek a fölvételen sötétebb vagy világosabb foltot adnak aszerint, hogy milyen anyag rakódott le bennük (szénsavas vagy foszforsavas mészkő, húgysavas kő stb.). Megjegyzendő, hogy a kövek befecskendezés nélkül is láthatók, csak a beleket kell alaposan kitisztítani. Az *epehólyag* vizsgálata is többnyire befecskendezéssel jár együtt, mégpedig tetrajódfenoltaleinnátriumot fecskendeznek be a vérbe, amelyből az epehólyagban körülbelül félnap alatt jó árnyalati különbséget adó anyagok válnak ki. Ekkor készítenek három vagy több fényképfölvételt is, amelyeken az epe és az esetleg benne lévő kövek képe látható (347. kép). A Röntgen-sugárral gyermekszülés előtt tájékozódni lehet a magzat elhelyezkedéséről és esetleg az ikrekre való kilátás felől is.

Nem folytatjuk tovább a Röntgen-sugárzás orvosi alkalmazásának ismertetését, hiszen ez nem lehet feladatunk. De már az eddigiekből is láthatjuk, hogy alig van az emberi testnek olyan része, amelyről a Röntgen-sugár *vágás és fájdalom nélkül* valami fontosat ne tudna mondani.*

Az árnyalati különbséget adó anyagokat növények megvizsgálásakor is sikeresen lehet használni. KELEN BÉLA levágott növényrészeket 20%-os jódkálium-oldatba állított, majd néhány óra múlva Röntgen-fényképet készített róluk. A jódká-



348. kép.

Rózsalevél és szegfűszárazak.

* Ratkóczi Nándor: Belgyógyászati Röntgen-diagnosztika, 1927.

liummal töltött nedvcsatornák nagyon szépen megjelentek a képen, bár különben láthatatlanok voltak (348. kép).

2. A betegségek gyógyítása Röntgen-sugárral (terápia).

161. A Röntgen-sugarak hatása az élőszervezetre (biológiai hatás). Az egészen kicsiny sugáradagok az emberi és állati sejteket fokozottabb életműködésre készítetik, de nem veszélyesek. Tehát az emberi test átvilágítása Röntgen-sugárral vagy a Röntgen-fénykép készítése semmiféle káros hatással nem jár együtt.

Nagyobb sugáradagok azonban már változásokat okoznak a szervezetben. E tekintetben a lágy és kemény sugarak hatása hasonló, de nem megegyező. Mindkét sugárfajra igaz az, hogy a sugárbeesés tartama alatt a testen semmi sem vehető észre, csak az úgynevezett *lappangási idő* eltelte után. Ez azonban a nagyon lágy sugarak körében 1—2 nap, a kemény sugarakéban pedig 1—2 hét. A lágy sugarak a test összes szöveteire körülbelül egyformán hatnak: gyulladást okoznak, nagyobb adagok esetén a sejtek elpusztulnak; hatásukat inkább a test felszíni részében fejtik ki. A kemény sugarak már nem egyformán hatnak a különböző sejtekre: így a fehér vérsejtek és a hámsejtek könnyen elpusztulnak olyan adagokra, amelyek a környezetre jelentékenyebb hatást nem fejtenek ki. Ez az oka annak, hogy a Röntgen-sugarakkal egyes sejteket meg lehet ölni, míg mások életben maradnak. Hamarabb elpusztulnak a különben is beteg sejtek. A kemény sugarak inkább a test mélyében fejtik ki hatásukat. A túlságosan nagy sugáradag mind a lágy, mind a kemény sugárzás esetén egyaránt veszedelmes, mert nagyobb szövetrészek elpusztulását okozza.

A *túlsugárzás következményei* nagyon különbözők lehetnek. Az *elsőfokú fölégetés* abban áll, hogy a sugárzás után 8—10 nap múlva a bőr megpirosodik és a testrész megduzzad. Ez pár hét alatt elmúlik, a bőr lehámlik és a testrészen később esetleg értágulásból eredő vörös foltok keletkeznek. A *másodfokú fölégetéskor* erősebb duzzadás és hólyagosodás észlelhető. A *harmadfokú fölégetéskor* már fekélyek keletkeznek, amelyek igen fájdalmasak és nagyon nehezen vagy egyáltalában nem gyógyulnak. Tekintettel kell lenni arra is, hogy *apró sugáradagok hatása hosszú időn át összegeződik*. Egy adag hatása 4—6 hétig, sőt még tovább is eltart. Ez idő alatt kapott újabb sugáradag

hatása hozzáadódik a régiéhez. Ha nagyobb testrészek erőteljes sugáradagot kapnak, utána émelygés, hányás és általános rosszullét jelentkezik, amely 1—2 napig tart.

Az emberi és állati sejtekhez hasonlóan viselkednek a *növényi sejtek* is a Röntgen-sugarak hatása alatt. A növények szempontjából kicsiny sugáradag a sejtekre ingerlően hat. WEBER (1922) orgonafa rügyeit tette ki Röntgen-sugárzásnak ősszel (nov. 7.), a rügyek nyugalmi időszakában. Egy hétre rá a rügyek kifakadtak és az első decemberi napokban már a levelek is kifejlődtek. Mégpedig a sugáradag elég nagy volt: többszöröse annak, amely az emberi testen bőrpírosságot okoz. Még korábban MOLISCH (1912) a rádium γ -sugaraival végzett hasonló kísérleteket. A túlságosan nagy sugáradag azonban a növényi sejteknek is halálát okozza. Különösen a magból kibúvó csírák szenvednek könnyen Röntgen-sérülést, mint azt bükkönyön végzett kísérletek igazolják (l. 493. old.). Érdekes, hogy a természet maga is gondoskodik olyan sugárzásról, amely elősegíti a növényi sejtek osztódását, de ez nem gyenge Röntgen-sugárzás, hanem az ibolyántúli színeképi tartományba esik. GOMBÓCZ ENDRE „Az élőlények láthatatlan sugárzása”-ról írt dolgozatában elénk tárja, hogy GURWITSCH vizsgálatai szerint a sejtosztódásnak is elválthatatlan kísérője egy bizonyos láthatatlan sugárzás, amelynek hullámhossza körülbelül 1900 és 2400 Å közé esik és amely egyúttal serkentőleg hat a többi sejtek szaporodására is (mitogenetikus sugárzás).

SZABÓ-PATAY JÓZSEF nagyon valószínűnek tartja, hogy a méhek kifejlődését, amely körülbelül 21 napig tart, kisebb Röntgen-sugáradaggal gyorsítani lehet. Ibolyántúli fénnel sikerül ez.

Az átöröklés terén is megnyilvánul a Röntgen-sugárzás hatása az élőszervezetre. *Muller* muszlica-petéket tett ki a sugárzás hatásának és az ivadékok között rengeteg új mutációt talált. *Sapêhin* búzával kísérletezett és 100-nál több mutációt figyelt meg 2500 *r*-nyi (l. 477. old.) Röntgen-sugáradag következtében. A Röntgen-sugárzás átöröklési hatása tulajdonképpen abban rejlik, hogy a sugárzás a sejtmag osztódását megzavarja.*

Érdekes kérdés az, hogy milyen fizikai folyamatokkal jár együtt a Röntgen-sugárzás, sőt általában a sugárzás biológiai hatása. Nézetünk szerint a Röntgen-sugár elnyelése abban

* L. [Szabó Zoltán: Az örökléstudomány alaptételei, Kis Akadémia Évk. 1930.

áll, hogy elektronok változtatják helyüket az atómkötelékben, vagy kilépnek belőle. Ha ez a föltevés helyes, akkor ezzel az elektron-folyamattal kell összefüggni minden biológiai hatásnak, amelyről sokat — sajnos — nem mondhatunk, mert *nem tudjuk, hogy miképen van hely az élet számára a mi atómmintánkban*. A kísérő kémiai folyamatokra különféle nézetek vannak.

162. Röntgen-sugárral gyógyítható betegségek. *A bőrbetegségek* körében nagyon szép eredményeket értek el Röntgen-sugarakkal. Kiütéseket (excéma), sömöröket, viszketegséget sikeresen lehet velük gyógyítani, úgyszintén a bőrfarkast is. Piros anyajegyek elhalványodnak Röntgen-kezelésre, fagy-daganatok gyorsan elmulaszthatók vele. A bőrrák, amely többnyire idősebb egyének szemhéján, fülén, orrcimpáján fordul elő, sokszor elmúlik a Röntgen-sugarak hatására. Ennek kezelésére nagy sugáradag kell, melynek hatásától a szomszédos tájakat a *Kelen-féle védőanyag*gal lehet megóvni; ez szobrászanyag és miniumpor (vörös ólomoxid) keveréke, amely nedvesen jól formálható; 1 cm vastag réteg 4 mm-es ólomnak felel meg.

A belső bajok közül szép eredményeket lehet elérni Röntgen-kezeléssel a fehérvérűség és a vele rokonbetegségek gyógyításában. Golyva- és a Basedow-betegség esetén is hasznos. A Röntgen-sugaraknak általános *fájdalomcsillapító hatása* is van, amelynek oka közelebbről nem ismeretes. Arcsábák sokszor egyetlen Röntgen-kezelés után elmulnak. Epe-, gyomor- és bélgörcsök megszüntetése körül is jó eredményeket értek el a Röntgen-sugárral. Sőt gyomorfekélyben szenvedők is előnyösen érzik a sugár gyógyító hatását. A rosszindulatú daganatok közül különösen a rák (carcinoma) és a sarkoma gyógyításakor használják az X-sugarakat.

Bármilyen sugaras gyógyításban igen nagy súlyt kell helyezni a sugáradagra: ugyanis a kicsiny sugáradag nem használ, a nagy meg árt. Tehát igen fontos feladat a Röntgen-gyógyításban a sugáradag pontos mérése; ezzel foglalkozunk most.

3. A Röntgen-sugáradag (dózis) mérése.

163. A sugáradag meghatározása. Nem lehet kétség az iránt, hogy a Röntgen-sugárnak az élő szervezetben (a testben) észlelhető hatását az elnyelt sugárzás okozza. Éppen ezért *a test térfogategységében elnyelt sugárzásmennyiséget sugáradagnak (dózisnak) nevezik (D)*. Ez tulajdonképpen a fizikai dózis;

a biológiai dózist, amely az egyes testrészeknek sugárérzékenységétől függ, ettől különbözőnek tekintik.

Ha nagyobb testrészekről van szó (lágyszövetek), akkor a különféle köbcentiméternyi részekben elnyelt sugármennyiségek különbözők, hiszen az egyes testrészek elnyelése nem egyezik meg, sőt a sugárzás sem azonos minden irányban és helyen. Ilyenkor *közepes dózissal* beszélünk. Ez alatt értjük a testnek valamely nagyobb térfogatú lágyszövet részében elnyelt sugármennyiség és a térfogat hányadosát. Ha a test egyes pontjaiban akarunk a dózissal tájékozódni, akkor a helyi dózishoz kell folyamodnunk. *Helyi dózis* alatt értjük a testnek egy kis térfogateleme által elnyelt sugármennyiség és a kis térfogatelem hányadosát.

Ha a sugárzás csak 1 másodpercig tart, akkor *másodpercdózissal* (D_m) van szó. Ebből tetsző szerinti időre (τ) megkapjuk a sugáradagot (D_τ), ha a másodpercek számával megszorozzuk. Ha nagyobb térfogatról van szó és ismerjük benne a közepes másodpercdózist, akkor még a térfogattal (v) is szorzunk. Tehát a teljes sugáradag:

$$D_{v\tau} = D_m v \tau.$$

A dózistól megkülönböztetendő a *sugárerősség*. Ez alatt értjük a test felszínének 1 négyzetcentiméternyi darabjára merőlegesen 1 másodperc alatt eső sugármennyiséget. A másodpercdózis egyszerű esetekben könnyen kifejezhető a sugárerősséggel is. Ilyen egyszerű esetek azok, mikor az elnyelési együttható (250. old.) közepes értéke olyan kicsiny, hogy magasabb hatványai elhanyagolhatók mellette. Ekkor 1 cm vastag és 1 négyzetcentiméter keresztmetszetű (1 köbcentiméter térfogatú) test által elnyelt sugárzás merőleges beeséskor:

$$I_e = I_0 \mu = D_m,$$

amelyben I_0 éppen a sugárzás erőssége. Egyszerű esetben tehát a dózist úgy kapjuk meg, hogy a sugárerősséget megszorozzuk az elnyelési együtthatóval. (A sugárszórástól eltekintünk).

164. A dózisegység. Gyógykezeléskor ismernünk kell a sugáradagot a kezelendő testrészben, amely persze belső is lehet. E végett a sugáradagot megmérjük. Azonban nem áll módunkban a testrész által elnyelt sugárzást közvetlenül megmérni, még akkor sem, ha a test felszíni részéről van szó, még kevésbé belső kezeléskor. Tehát valamilyen más anyaghoz kell folyamodnunk. Ha ismernénk olyan anyagot, amely éppen

úgy nyeli el a Röntgen-sugárzást, keménységétől függetlenül, mint az emberi test, akkor csak ebben kellene megmérni a sugáradagot. Ilyen anyag közelítőleg a víz és a paraffin is. Azonban pl. 1 köbcentiméter vízben elnyelt sugárzást megmérni nehéz feladat volna, mert a sugárzás melegítő hatására lennének utalva, amely rendkívül csekély, a víz fajhője meg nagy.

Ezért a sugárzásnak olyan hatásához folyamodunk, amely sokkal feltűnőbb, mint az előbbi. Ilyen az *ionozó hatás*. De ekkor gázra van szükség. Lehetne arra gondolni, hogy olyan gázt keresünk vagy mesterségesen állítunk elő, amely közelítőleg úgy nyel el, mint az emberi test lágy része. De ez nem is szükséges. Ugyanis megelégedhetünk olyan gázzal, *amelyben mért dózissal mindig arányos az emberi testbeli dózis*, az arányossági tényező pedig független a sugárzás keménységétől (minőségétől). Szerencsére ilyen anyag mindig kéznél van, ugyanis ilyen a *levegő*. Ha egy köbcm levegő kétszer-háromszor akkora sugármennyiséget nyel el a ráeső sugárzásból, vagyis a dózis benne kétszer-háromszor akkora lesz, akkor a tapasztalat szerint jó közelítésben ugyanilyen arányban növekszik a dózis az emberi testnek 1 köbcm-nyi lágy részében is, ha közvetlenül az előbbi köbcm levegő helyére kerül és ugyanolyan sugárzás járja át. (A test külső részeire teljesülhet is ez, de a belsőkre nem.) Tehát ha ismerünk valamilyen levegőbeli dózist, ezt még szorozni kell az arányossági tényezővel, hogy megtudjuk, mekkora a dózis az emberi testben. Erre különben az orvosi gyakorlatban nem nagy súlyt helyeznek, mert jó tapasztalati eredmények vannak arra nézve, hogy bizonyos betegségek kezelésekor mekkorának kell választani a levegőbeli dózist. Minthogy a levegő és általában minden test sugárelnyelése körülbelül a hullámhosszúság harmadik hatványával arányosan növekszik, beláthatjuk, hogy különben egyenlő energiájú sugárzás beesésekor a hosszú hullámú sugarak körében erősen növekszik a dózis.

Hogy a levegőbeli dózist mérni tudjuk, e végett mindenkéltől *dózisegységet* kell választanunk. Minthogy mérésre a sugárzás ionozó hatását használjuk föl, az egységet is ennek alapján választjuk: megmondjuk, hogy mennyi ion termelésére szükséges elnyelt sugárzást tekintünk a dózis szempontjából egységnyinek. Más szóval a Röntgen-sugármennyiséget bizonyos elektromos tömeg kiválása útján mérjük. E gondolat alapján a dózisegységet először VILLARD állapította meg 1908-ban, majd SZILÁRD és

FRIEDRICH foglalkozott a kérdéssel, míg végül BEHNKEN (1924) így határozta meg: „A Röntgen-dózis egységét az a sugárzó-energiamennyiség adja meg, amely abban az esetben, ha 1 köbcm 18 C⁰-ú és 760 higany-mm nyomású levegőt teszünk ki a sugárzásnak — a levegőben keletkező elektronoknak teljes kihasználása és a kamrafal hatásának kiküszöbölése mellett — olyan vezetőképeséget hoz létre, hogy a telített áram esetén mért elektromos tömeg egy elektrosztatikai egységnyi lesz. Ezt a dózisegységet nevezik egy „Röntgen“-nek és R-rel jelölik.“ (E meghatározásból, amely szószerinti fordítása a német szövegnek, kiviláglik, hogy az 1 köbcm levegő egy nagyobb térfogatú ionos kamrában gondolandó, mert csak így fejthetik ki a Röntgen-sugár által kiváltott fotoelektronok teljes ionozó hatásukat.) Az 1928. évi Stockholmban tartott nemzetközi Röntgen-kongresszus annyiban módosította a Behnken-féle meghatározást, hogy 18 C⁰-ú levegő helyett 0 C⁰-út vett és az így meghatározott dózisegységet „r“-rel jelölte. A „R“ és „r“ között fennálló összefüggésről mindjárt szó lesz.

Föl lehet vetni azt a kérdést, hogy a *R* vagy a *r* egy pontosan meghatározott energiamennyiséget jelent-e, vagy a neki megfelelő Röntgen-sugárzási energia változik a hullámhosszúsággal. Első pillanatra hajlandók lennénk azt gondolni, hogy a dózisegységnek megfelelő sugárzó energia a különböző hullámtartományokban különböző: a kemény sugárzásból más energiamennyiséget kell elnyelni a levegőnek, mint a lágyból, hogy ugyanannyi elektromosság váljék ki. Ez szerencsére nem így van, mégpedig elég széles hullámtartományban nem, hanem — mint a 414. oldalon már említettük — a 0.13-tól 2 Å-ig terjedő Röntgen-színképrészben ugyanakkora elnyelt energiának ugyanakkora elektromos tömeg kiválása is felel meg. Tehát e tartományban a dózisegységnek megfelelő energia is pontosan meghatározott mennyiség, mégpedig értéke jó megközelítésben 0.1 erg. (1 erg. körülbelül azzal a munkával egyenlő, amelyet végzünk, miközben 1 milligrammot 1 cm-rel magasabbra emelünk föl; ennek hőegyenértéke körülbelül $2.4 \cdot 10^{-8}$ grammkalória, tehát igen kicsiny.)

A dózisegység energiaértékét a következőképen számíthatjuk ki. Egy elektron kiváltásához szükséges munka a mérések szerint kb. 30 volt \times elektrontöltés. Ez egyenlő a mozgási energiával, amelyet egy elektron elér, ha valahonnan 30 voltal magasabb feszültségű helyre jut. Ez energia értékét

úgy kapjuk meg, hogy a 30 voltos feszültségkülönbséget, elektrosztatikai egs. egységben mérve, tehát 300-zal elosztva,* megszorozzuk egy elektron töltésével. E szorzat értéke

$$\frac{30}{300} 4.77.10^{-10} \text{ erg.}$$

Ezt az eredményt most még meg kell szorozni az egységnyi elektrosztatikai töltésben lévő elektronok számával:

$$\frac{1}{4.77.10^{-10}}.$$

Tehát a dózisegységnek megfelelő energia:

$$\frac{30}{300} \text{ erg} = 0.1 \text{ erg.}$$

Ezt tudva, a levegőben kivált elektromos tömegből könnyen kiszámíthatjuk a dózist energia-egységben, például ergben vagy grammkalóriában. Viszont ha ismerjük a levegőben elnyelt energiát az utóbbi egységek egyikében, akkor meg ki tudjuk számítani a megfelelő Röntgenek számát.

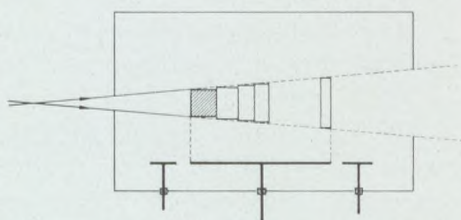
További mérések feladata annak a megállapítása, hogy egy Röntgennek megfelelő sugárzó energia a nagyon kemény és nagyon lágy sugárzási tartományban (a 0.13—2 Å-ig terjedőn kívül) is független-e a hullámhosszúságtól. Ezt nem tartjuk valószínűnek. (Lehet gondolni a dózisegységnek a köbcm levegő alakjától való függésére is. A levegő nedvessége nincs-e befolyással a dózisra?)

Az ionozó hatástól függetlenül *Dauvillier* nyomán a dózisegységet a következőképen határozhatjuk meg. *A dózisegység az a Röntgen-sugármennyiség, amelynek energiaegyenértéke 1 erg.* Ilyen egységben való dózismérésre a Röntgen-sugárzás melegítő hatását lehet felhasználni (409. old.). Ugyanis meg kell mérni előbb a beeső sugárzás erősségét melegítő hatása alapján, azután az elnyelő testen áthaladó sugárzás erősségét. Ekkor megkapjuk az elnyelt sugárzás energiáját — a szórástól eltekintve.

165. A dózis megmérésének módja. A nyers dózis. A levegőben a sugáradagot — ha meghatározásához híven ragaszkodnánk — úgy kellene mérni, hogy 1 köbcm levegőt tennénk ki a sugárzás hatásának, a megjelölt föltételek teljesülésekor. Ez esetben a kiváltott elektromos tömeg közvetlenül megadná a

* Lásd a 479. oldalt.

Röntgenek számát. 1 köbcm levegő azonban kevés, benne csekély elektromos tömeg válik ki, ezért mögéje még 15—20 köbcm levegőt helyezünk, mindinkább laposodó lemezalakú térfogatokban, hogy csonka kúp- vagy gúlaszerű térfogatot kapjunk, amelyet teljesen átjár a végére eső széttartó sugárnyaláb (349. kép). Az első köbcm-ben elnyelt sugármennyiséggel körülbelül megegyező lesz a többi mindinkább laposodó köbcm-es térfogatrészekben elnyelt sugáradag is. Ebből következik, hogyha a kiváltott elektromos tömeget elosztjuk a sugárzás által átjárt térfogattal, elég jó közelítésben megkapjuk az első köbcm levegőben elnyelt sugárzás árán keletkező elektromos tömeget. Ennek a mértékszáma arányos az elnyelt sugárzásával és megadja a Röntgenek számát az első köbcm-ben.*



349. kép.

A sugarak útján az íonos kamrában.

E gondolat alapján a sugáradagot íonos kamrával mérjük meg a következő módon. Kapcsoljuk össze a kamra falát egy állandó áramforrás egyik sarkával, míg a másikat földeljük le. Ekkor a Röntgen-sugárzás hatása alatt a mérő-elektród töltést kap. A mérés feladata tulajdonképpen a mérő-elektrodon és a vele összekapcsolt testeken 1 másodperc alatt felhalmozódó elektromos töltés meghatározása. Jelöljük a feltöltendő testek kapacitását C -vel: ez jelenti annak a gömbnek cm-ben mért sugarát, amelyet 1 volt feszültségre éppen annyi elektromosság tölt meg, mint az említett testeket. A feszültségnek elektrosztatikai egysége 300-szor nagyobb a voltnál; tehát ha ilyen egységben akarjuk kifejezni a feszültséget, akkor a voltok számát (V) még 300-zal osztani kell. Az elektromos töltés egyenlő a kapacitás és a feszültség szorzatával:

$$E = C \frac{V}{300}.$$

Az íonos kamra és hozzákapcsolt testek kapacitását előzetesen megmérjük, a voltok számát meg az elektrométeren leolvassuk.

Most még csak azt kell tudnunk, hogy mekkora térfogatú (v) levegőt járt át a Röntgen-sugár és mennyi ideig (τ) tartott

* Jó megközelítésben ugyanekkora lesz a Röntgenek száma a hátrább eső laposabb, köbcm térfogatú részekben is.

a sugárbeesés. Ekkor ugyanis a mérő-elektrodnak a sugárbeesési oldalon lévő végénél 1 köbcm levegőben (ez az előbbi első köbcm levegő) 1 mp alatt kiváltott elektromos töltés:

$$D_m^e = \frac{E}{v\tau} = \frac{CV}{300 v\tau}.$$

Ez pedig a mp-dózis közelítő mértékszám, az úgynevezett *nyers dózis*, hiszen a levegő állapotára nem voltunk tekintettel. Hasonló egyenlet érvényes akkor is, ha a mérő-elektrodnak és az elektrométernek adunk töltést és a kamra falát földeljük. Ekkor a sugárzás hatására a feltöltött testek veszítik töltésüket és ekkor V a feszültségesést jelenti τ idő alatt.

A *nyers dózis átszámítása*. Mikor iónos kamrával mérünk, nem várhatjuk azt, hogy a levegő hőmérséklete éppen 18 C° vagy 0 C° legyen, sőt általában nyomása is különbözik a 760 higanymm-es nyomástól. Éppen ezért a mért nyers dózist át kell számítani a megjelölt adatok alapján. Ez elég egyszerűen megy. Ugyanis tegyük föl, hogy a kamrában t hőmérsékletű, p nyomású és ρ sűrűségű levegő van. Ha ennek a közepes elnyelési együtthatója a beeső sugárzásra μ , akkor az 1 köbcm levegő által 1 mp alatt elnyelt sugárzó energia értéke jó megközelítésben: $I_0\mu$, ahol I_0 a sugárzás erősségét jelenti a mérő-elektrodnak előbb említett végén. A kivált elektromos töltés ezzel arányos, tehát

$$D_m^e = k I_0 \mu,$$

amely egyenletben a k egy arányossági szorzó.

A közönséges elnyelési együttható helyett a tömegelnyelési együtthatót (μ/ρ) írjuk, hogy a levegő sűrűsége is belépjen az egyenletbe. Ekkor

$$D_m^e = k I_0 \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \rho. \quad (85)$$

A μ/ρ csak az anyagi minőségtől függ, ellenben független más tényezőktől; a ρ a mérési viszonyok (hőmérséklet és nyomás) esetén jelenti a levegő sűrűségét. Más viszonyok esetében más ρ_n értéket kell az egyenletbe írni, de a (μ/ρ) marad változatlan. Most az a kérdés, hogy ez a ρ_n milyen összefüggésben van az eredeti ρ -val. Ezt a gáztörvény alapján derítjük ki.

Bizonyos mennyiségű levegő nyomásának (p) és térfogatának (v) szorzata — a dózismérési viszonyok között — arányos az abszolút hőmérséklettel ($T = t + 273$). Képletben

$p v = RT$, ahol R egy gázállandót jelent, amelyet már régóta jelölnek ezzel a betűvel. A levegő sűrűsége

$$\varrho = \frac{m}{v}, \text{ melyből } v = \frac{m}{\varrho}, \text{ ha } m \text{ a levegő tömege.}$$

Tehát a gázegyenlet így is írható:

$$\frac{p m}{\varrho} = RT.$$

$$\text{Ebből kifejezve } \varrho\text{-t: } \varrho = \frac{p m}{RT}.$$

Más nyomás és hőmérséklet esetében a sűrűség:

$$\varrho_n = \frac{p_n m}{RT_n}.$$

A kettő hányadosa R -rel és m -mel egyszerűsítve:

$$\frac{\varrho_n}{\varrho} = \frac{p_n}{T_n} : \frac{p}{T} = \frac{p_n T}{p T_n}.$$

És ebből:

$$\varrho_n = \varrho \frac{p_n T}{p T_n}.$$

A mért dóziszból (85) tehát úgy kaphatjuk meg a más légköri adatokra vonatkozó dózist, hogy a ϱ sűrűség helyett ez utóbbit (ϱ_n) írjuk. Vagyis

$$D_m^{en} = \left[k I_0 \left(\frac{\mu}{\varrho} \right) \varrho \right] \frac{p_n T}{p T_n} = D_m^e \frac{p_n}{p} \frac{t + 273}{t_n + 273}. \quad (86)$$

Ha a mért nyers dózist R -ben akarjuk kifejezni, akkor $p_n = 760$ higanymm nyomás és $t_n = 18^0$; ha r -ben, akkor a p_n ugyanaz, de a $t_n = 0^0$. Ez utóbbi esetben

$$D_m^{er} = D_m^e \frac{760}{p} \left(1 + \frac{t}{273} \right) = D_m^e \frac{760}{p} (1 + 0.00366 t).$$

Az a szám, amellyel a jobb oldalon D_m^e meg van szorozva, általában nem nagyon különbözik az 1-től, tehát a nyers dózis elég jól megközelíti a valódit.

Egyúttal megmondhatjuk azt is, hogy a R -ben mért dózist hogyan fejezhetjük ki r -ben. Írjunk a (86) egyenletben t_n helyett előbb 0-t, majd 18-at; a két egyenlet osztása után

$$\frac{D_m^{er}}{D_m^{eR}} = \frac{18 + 273}{273} = 1 + \frac{18}{273}.$$

Tehát

$$D_m^{er} = D_m^{eR} \cdot 1.066,$$

vagyis a R -ben kifejezett dózist r -ben úgy kapjuk meg, hogy

1.066-del megszorozzuk. *Tehát ugyanannak a sugárzásnak a beesésekor a levegőbeli dózis számértéke r -ben mérve nagyobb, mint R -ben.* Ennek oka az, hogy a 0^0 -ú levegő ugyanabból a sugárzásból többet nyel el, mint a 18^0 -ú, tehát nagyobb lesz a szabaddá vált elektromos töltés. Az elektromos töltésegység kiváltásához szükséges sugárenergia azonban mindkét esetben ugyanakkora.

A sugáradagnak r -ben való mérésére bármilyen, nagy-térfogatú vagy nagynyomású iónos kamra alkalmas. A budapesti tudományegyetem Központi Röntgen-Intézetében, amely KELEN BÉLA vezetése alatt áll, CZUNFT VILMOS szerkesztett egy nagyméretű kamrát a szabatos sugáradagmérés összes feltételeinek szem előtt tartásával. A mérőeszköz kitűnően bevált, aminek fényes bizonyítéka, hogy adatai 1%-ig meg-egyeznek egy olyan kamráéval, amelyet a berlini Phys.-Techn. Reichsanstaltban hitelesítettek.

A dózis fajtái. Ha a test felszíne kerül az iónos kamra középső elektródjának vége helyére, akkor a test felső rétegeiben elnyelt sugáradag (a dózis) arányos az iónos kamrában megmért dózissal. Ez az úgynevezett *tiszta felületi* vagy *felszíni dózis*, vagy más néven *beesési dózis* (Einfalldosis). Megkülönböztetendő ettől a *valódi felszíni dózis* (Wirkungsdosis). Ugyanis a test felső rétegét nemcsak a közvetlenül ráeső sugárzás járja át, hanem a test belsejében szétszórt sugárzás egy része is, mely növeli a közvetlen sugárzásból elnyelt adagot. Ez a *visszasugárzás* (Rückstrahlung). Tehát a *valódi felszíni dózis* a *beesési és a visszasugárzási dózis összege*. A visszasugárzási dózist nagy iónos kamrával nem lehet mérni, hanem gyűszűkamrával, amint rögtön látni fogjuk. Az orvosi gyakorlat, a tapasztalat feladata annak a megállapítása, hogy bizonyos bőr- és más betegségek, amelyek a test felszínén jelentkeznek, mekkora sugáradaggal kezelendők. Más szóval, mekkorának kell lenni a dózist a levegőben, hogy a vele arányos felszíni dózis az emberi testben gyógyító és ne káros legyen. Ezt elméletileg eldönteni nem lehet.

Némelykor valamely *belső testrészben* (máj, méh stb.) van szükség a dózis értékére. Ezt a dózist *belső* vagy *mélyégi dózisnak* nevezik. Ennek mérésekor figyelembe kell venni, hogy a sugár csak vastagabb elnyelő rétegen keresztül jut a kezelendő testrészbe. Tehát dózis gyanánt nem vehetjük a test felszínén észlelhető sugáradagot. A belső dózis megmérése végett valami olyan anyagra lenne szükségünk, amely körül-

belül úgy nyel el, mint az emberi test. Ilyen a víz. Tehát a belső dózis mérésekor a sugár útjába olyan vastag vízréteget állítunk, amilyen vastag testrészen kell áthaladni a sugárzásnak, míg a kívánt helyre jut. De ezzel még nem tettünk meg mindent. Ugyanis a test belsejének egy pontjában nemcsak a rajta közvetlenül áthaladó sugár fejti ki a maga hatását, hanem a szomszédos helyekről minden irányban szétszórótt sugarak is keresztezhetik egymást az előbbi pontban. Ennek következtében a dózis nagyobb, mint amekkora sugárszórás nélkül volna. Az alapidózishoz hozzájárul még az úgynevezett *szórási pótlék*. Erről jó tájékoztatást kapunk, ha mérésre gyűszűkamrát használunk és nemcsak elébe tesszük a megfelelő vízréteget, hanem a kiskamrát teljesen vízbe süllyesztjük, mert ez esetben még a kamra mögé eső víztömegből szétszórótt sugarak hatása is érvényesülhet (354. kép). A víz belső sugárszórása is nagyjában olyan, mint az emberi test lágy részeié. (Igaz, hogy a csontok is szétszórják a sugárzást.) Az olyan nagyobb, vízzel telt edényt, amelybe a gyűszűkamra belesüllyeszthető, *vízfantomnak* nevezik. A gyűszűkamrát a vízfantomban a megfelelő mélységre állítják és így mérik meg a mélységi vagy belső dózist a szórási pótlékkal együtt. Sőt ha csak felszíni dózistról van szó, akkor is jó a gyűszűkamrát a víz színére tenni, mert így a hátsó szórásból származó pótléket is mérjük. Használunk viasz- és paraffinfantomokat is, amelyeknek belsejében lyukak vannak a gyűszűkamra számára. Újabban a belső dózist a felszíni dózishoz számításokkal határozzák meg, ha a sugárzás közepes keménysége, a sugárzásnak kitett test-felület (a sugárzási kapu) és a fókuszbórtávolság ismeretes. Görbéket is szerkesztenek a belső dózis kényelmes megállapítására.

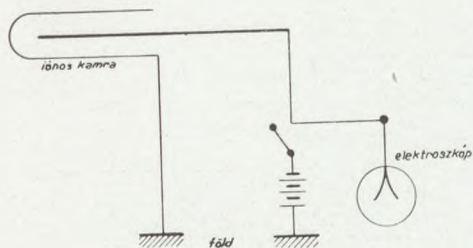
Az igazi sugáradag-mérés tulajdonképpen az elnyelt sugárzásnak energiaegységben való meghatározása. Ehhez szükséges, hogy mérni tudjuk a beeső sugárzás erősségét (energiaegységben) és mérni tudjuk az emberi test lágy részeivel körülbelül egyenlő elnyelésű másik testben az elnyelt sugárzást. A hőelektromos mérési módszerrel lehetségesnek látszik a mérések elvégzése.*

166. Dózismérő eszközök. A Röntgen-sugár ionozó hatását igen sokféle alakban és sokféle név alatt használták föl sugár-

* Csak a tiszta felszíni dózistra gondolunk. A szórási pótléket a sugárzás közepes keménységéből — amely ugyancsak megmérhető hőelektromos úton — és a megfelelő táblázatok alapján lehet kiszámítani. Úgyisintén a mélységi dózist is.

adagmérő eszközök szerkesztésére. A jelenség lényege mind-egyikben ugyanaz, s mégis nap-nap után — mint különböző újdonságok — kerülnek forgalomba. Az eszközöket a mérés módja szerint két csoportba sorozhatjuk: az egyik csoportban a Röntgen-sugárzás ionozó hatása elektromos töltés *kisütésében*

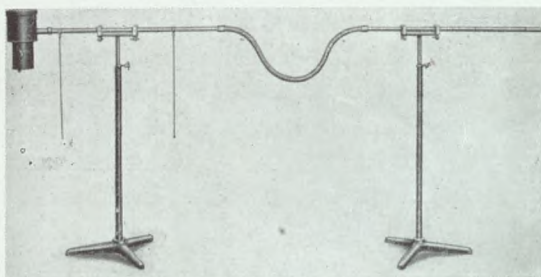
(töltésvesztésben) nyilvánul meg, a másikban pedig *állandó ionozási áram* keltésében.



350. kép. A kisütő eljárás.

A kisütő eljárás. Ez abban áll, hogy a 350. kép szerint az ionos kamra belső elektródjával elektroszkópot kapcsolunk össze, amelyet megtöltés végett rövid időre összekötünk

egy elektromos telep egyik sarkával. (Esetleg kis elektromos dörzslőgépből is kaphat töltést.) A telep másik sarkát földeljük, úgyszintén az ionos kamra külső falát is. Miután az elektroszkóp és a belső elektród töltést kapott, a sugárzást a kamrába ejtjük: erre megkezdődik a kisülés, a töltés elvesztése. Stopper-órával megfigyelhetjük, hogy az elektroszkóp mutatója bizonyos számú osztályzat előtt mennyi idő (hány mp) alatt halad el. Ez a lefutási idő. Minél erősebb a sugárzás, annál rövidebb ez. Az osztályzatok számának és a lefutási időnek a hányadosa megmondja, hogy 1 mp alatt hány osztályzat előtt

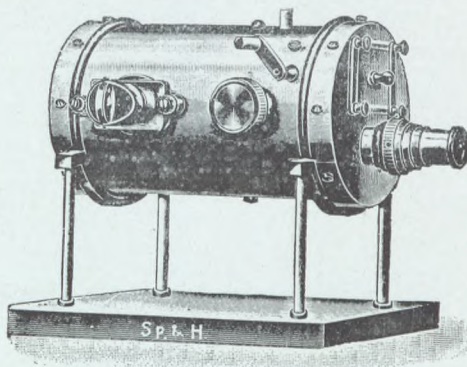


351. kép. Az iontokvantométer.

halad el a mutató. Ha előzetesen hitelesítettük az eszközt, vagyis tudjuk, hogy egy osztályrésznek 1 mp alatt való befutása hány Röntgent jelent, akkor kiszámíthatjuk a másodperc dózist. Ugyanis az 1 osztályrésznek megfelelő Röntgenek számát szorozni kell az 1 mp alatt befutott osztályzatok számával. Egy ilyen mérőeszközt, amelyet SZILÁRD BÉLA szerkesztett Párisban, már a Magyar Tudományos Akadémia 1910 október 17-i ülésén ismertettek.

Ilyen dózismérő az *iontokvantométer* (351. kép). A kép jobbszélén van a gyűszűkamra, melynek belső elektródját

hosszú szigetelt vezeték köti össze a balról látható elektrométerrel; ennek az alatta elhelyezett kis dörzsölőgéppel adunk töltést, melyet rögtön elveszít, mihelyt a gyűszűkamrára Röntgen-sugár esik. Hasonló ehhez a *Wulf-féle iónométer*, csak-hogy benne fonalas elektrométer van. Ennek fonala igen vékony (néhány mikron átmérőjű) platinaszál, úgynevezett Wollaston-féle drót, amely ellenkező elektromos töltésű fémrudak között húzódik. Ha a szál elektromos töltést kap, egyik vagy másik rúd felé elhajlik. Kisüléskor (sugárbeeséskor) pedig elveszíti töltését és visszamegy egyensúlyi helyzetébe. WULF az elektrométer fonalát kivetíti egy osztályzatra, tehát a kép elmozdulása figyelhető meg mérés közben. Az iónométer gyűszűkamrája grafitból készül és térfogata körülbelül 5 cm. E csoportba tartozik a *Martius-féle ióniméter* is, melynek fonalas elektrométerét mikroszkóppal lehet nézni, leolvasni; az osztályzat a mikroszkóp szemlencséjében van.



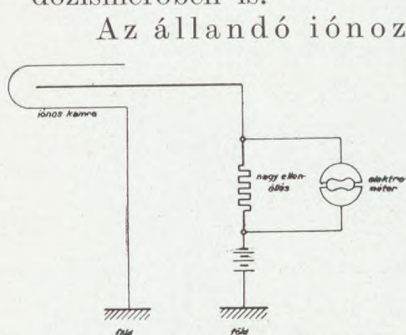
352. kép. A Küstner-féle kis kamra.

Ide sorozhatjuk a *Küstner-féle mérőkamrát* is, amely eléggé elterjedt (352. kép). Ez az íonos kamra ugyancsak fonalas elektrométerrel van ellátva, amely mikroszkóppal olvasható le. A mérőelektród és az elektrométer feltöltésére dörzsölőgépet használnak. Kétféle alakban kerül forgalomba: a kis kamrát tengelyére merőlegesen járnak át a sugarak, a nagy kamrát pedig tengelye mentén; az utóbbinak átmérője 10 cm, hosszúsága pedig 30 cm. A dózismérés úgy folyik le, hogy előbb a megmérendő Röntgen-sugárzás esik a kamrába, majd pedig egy rádiumkészítményé, amelyet változatlanul lehet tekinteni. Mindkét esetben megfigyeljük, hogy mennyi idő alatt halad el a fonál két meghatározott osztályzat között. E két mérésből a mellékelt táblázatok és görbék alapján ki lehet számítani az r -rek számát 1 percre vonatkozólag. A belső dózis megállapítása végett a kis kamrához alkalmas rúddal gyűszűkamra is kapcsolható, amelyet víztartályba lehet süllyeszteni.

A kisütő eljárás közben ügyelni kell arra, hogy az iónozási áram mindig telített áram legyen, vagyis a mérőelektród feszült-

sége — miközben a mutató vagy a fonál a kiválasztott osztályzatok között elhalad — elegendő nagy legyen. Ez elérhető, ha az eszköznek elég nagy kezdeti töltést adunk. A Küstner-féle kamra elektrométerének fonala nem is jelenik meg addig a mikroszkópban, míg a mérő-elektrod a kellő magas feszültséget el nem éri.

Iónos kamra és lemezes elektroszkóp van a *Salomon-féle* dózismérőben is.



353. kép.
Az állandó kitérés módszere.

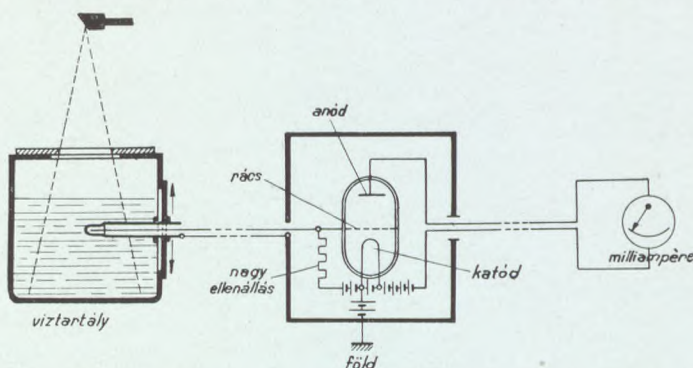
Az állandó iónozási áram vagy az állandó kitérés módszerének alapelve a 353. képből megérthető. Az iónos kamra belső elektrodját igen nagy (több milliárd ohm-rendű) ellenállás* egyik végével kapcsoljuk össze; az ellenállás másik végét pedig elektromos telepegyik sarkához kötjük, melynek másik sarkát földeljük. Ugyancsak földelni kell az iónos kamra külső falát is. Megjegyzendő, hogy az áramforrást az iónos kamra külső fala és a föld közé is lehet kapcsolni, ez esetben a nagy ellenállás szabad végét földeljük. Ha az iónos kamrába Röntgen-sugárzást ejtünk, rajta és a nagy ellenálláson keresztül is állandó, de nagyon gyenge iónozási áram folyik. E gyenge áramot esetleg érzékeny galvanométerrel megmérhetnénk: az áram erőssége arányos lenne az iónos kamrában másodpercenként elnyelt sugárzás mennyiségével. Azonban előnyösebb megmérni a nagy ellenállás mentén fellépő feszültségesést érzékeny elektrométerrel (például kvadrans-elektrométerrel). Mivel ez a feszültségesés Ohm törvénye szerint arányos a gyenge áram erősségével, egyúttal arányos az elnyelt sugárzás mennyiségével is, hiszen ez termeli az ionokat. Tehát végeredményben az elektrométer kitérése, amely ezt a feszültségesést jelzi, az elnyelt sugárzás (a dózis) felől tájékoztat. Az elektrométer osztályzatát lehet úgy készíteni, hogy a másodperc vagy a percre vonatkoztatott r -ek (r/sec vagy r/min -ok) számát jelezze. Ez a készülék a dózis pillanatnyi értékét mutatja, hiszen ezzel együtt változik a mért feszültségesés.

Az elektrométer most másként viselkedik, mint a kisütő eljárásakor. Akkor mutatója vagy fonala állandóan vándorol,

* L. 111. old.

mert a kisülés közben az iónos kamra belső elektródjának feszültsége folyton csökken. Pedig az elektrométert ehhez kapcsolják. Most azonban a nagy ellenálláson át állandó áram folyik, ha a beeső sugárzás állandó, tehát a feszültségcsökkenés ennek mentén változatlan marad áramlás közben. Ennek jeléül az elektrométer kitérése is állandó a sugárbeesés időtartama alatt. Ugyanígy lenne egy érzékeny galvanométeré is. Éppen ezért hívják ezt az eljárást az állandó kitérés vagy az állandó ionozási áram módszerének.

Az ionozási áram azonban — mint említettük — nagyon gyenge, ezért érzékeny és kényes elektrométerre volna szükség.

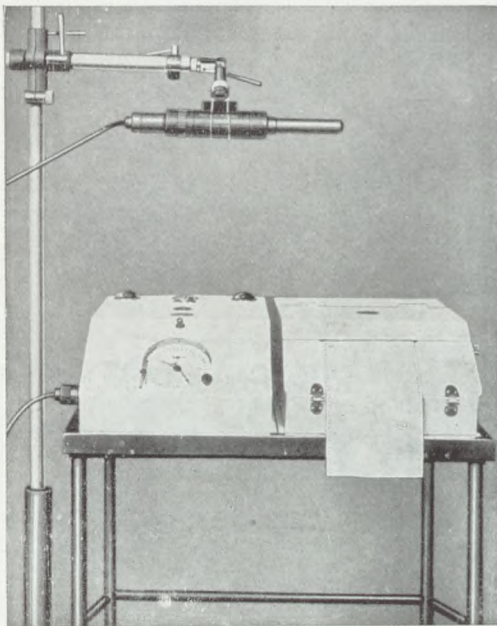


354. kép. A Siemens-féle dózismérő.

ségünk. Jó volna valamilyen közönségesebb mérőeszközt használni. E végett a *Siemens-gyár* erősítőlámpával (rádiólámpával) kapcsolta össze az iónos kamrát és így fölöslegessé váltak az érzékeny műszerek. A kapcsolás módja a 154. képen látható. A gyűszűkamra víztartályba merül; külső falát közvetlenül, a belső elektródját pedig nagy ellenálláson és elektromos telepen át földelik. A nagy ellenállás egyik végét az elektrométer helyett egy rádiólámpa rácásával, a másikat meg — illetőleg az áramforrás egyik pontját — a lámpa izzószálával kötik össze.* A rádiólámpa anódáramkörébe milliampèremérőt iktatnak be. A nagy ellenállásnak a rácshoz kapcsolt végén fellépő feszültség attól függ, hogy mekkora az ionozási áram intenzitása, amelyet meg a beeső sugárzás erőssége szab meg. Végeredményben tehát a rác feszültsége a beeső sugárzás erőssége szerint változik. De a rác feszültségének változása meg a rádiólámpán átfolyó áram erősségét változtatja meg: ha növekszik.

* *Vermes Miklós*: A rádió, T. T. Közlöny, 60. köt., 1930.

szik a rács feszültsége, az áram erősödik; ha csökken, akkor meg gyengül. Változatlan sugárzás beesésekor a rács feszültsége is állandó marad, tehát a milliampèremérő mutatójának kitérése is változatlan. A milliampèremérőt olyan osztályzattal is el lehet látni, hogy mindjárt az r -rek számát lehessen róla leolvasni. Szóval a mutató állása közvetlenül megadja a másod-



355. kép. A Hammer-féle dózismérő a számlálószerkezettel.

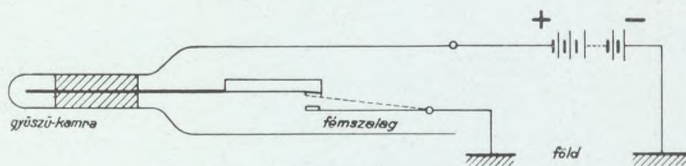
perc-dózist. Ha a dózist hosszabb időre akarjuk kiszámítani, akkor a másodperc-dózist csak a sugárbeesés időtartamával kell megszorozni. Még ezt is elkerülhetjük, ha egy számláló szerkezetet kapcsolunk a készülékhez, amelyről a sugárbeesés egész időtartamára leolvasható a dózis.*

Újabb iónkamrák sugáradagmérők. (A Hammer- és Strauss-féle eszközök). A kisülési módszer alapelve az, hogy megfigyeljük, mennyi idő alatt veszít el az iónos kamra belső elektródja egy bizonyos töltést. HAMMER éppen ellenkezőleg a Röntgen-sugárzást az iónos

kamra belső elektródjának feltöltésére használta föl és azt figyelte meg, hogy ez a belső elektród bizonyos idő alatt hányszor kap meghatározott nagyságú töltést; sőt ezt sem kellett megfigyelnie, hanem ezt is elvégezte egy számláló szerkezet (355. kép). A Hammer-féle készülék működésének alapelve a következő. A gyűszűkamra védett külső fala körülbelül 1000 voltos egyenáramú forrás egyik sarkával van összekapcsolva, melynek másik sarka a földdel áll összeköttetésben (356. kép). A belső elektród fémlemezben folytatódik, melynek közelében a földdel összekapcsolt hajlékony (rugózó) fémszalag látható. (Megjegyzendő, hogy a valódi kapcsolás ennél valamivel bonyolul-

* Újabban a Siemens-gyár elhagyta a rádólámpát és kényelmes kvadrans-elektrométert használ a feszültségesés mérésére, alkalmas kis vetítőkészülékkel (Momentan-Dosimeter).

tabb.) Ha a kamrára Röntgen-sugár esik, a belső elektród és a vele összekapcsolt fémlemez elektromos töltést kap. Ennek következtében a fémlemez vonzó hatást gyakorol a mellette lévő fémszalagra és mihelyt töltése egy bizonyos értéket elér, ezt magához rántja (pontosított vonal), mint az elektromos csengő elektromágnes a kalapács nyelét. De ekkor a belső elektród a földdel jut összeköttetésbe és töltését elveszti, tehát a fémszalagot elereszti. Azonban a Röntgen-sugárzás hatására a belső elektród ismét töltődni kezd s abban a pillanatban, mikor töltése az előbbi értéket eléri, újra magához rántja a



356. kép. A Hammer-féle dózismérő gyűszűkamrája.

fémszalagot és ismét kisül. Ez a jelenség így folytatódik mindaddig, amíg a kamrára Röntgen-sugárzás esik.

Ha ismerjük, hogy egyetlen feltöltődéshez hány r -nyi sugáradag kell, akkor csak a kisülések számát kell megfigyelni s ebből már kiszámíthatjuk az egész sugáradagot hosszabb időre. Sőt ha egyidejűleg folyik le a mérés és a sugárbeejtés, akkor még a sugárzásban beálló változások sem okoznak eltérést a teljes sugáradagban. (Nem így van ez, ha előre megmérjük rövidebb időre vonatkozólag a dózist.) De nem is kell megfigyelnünk az időt és a kisülések számát, mert az íonos kamra egy számláló szerkezettel áll kapcsolatban, amely ezt magától elvégzi (355. kép). A készüléket előre be is lehet állítani egy bizonyos sugáradagra, mint az ébresztő órát bizonyos időre; a sugáradag elérése után csengő szólal meg. A mérőkamrát víztartályba is lehet süllyeszteni a belső dózis mérése végett. Az 1000 voltos feszültség biztosít bennünket a felől, hogy az íonos kamrában állandóan telített áram van.

A Hammer-féle dózismérő alapelve nyer alkalmazást az *íonognom* nevű sugáradag-mérőben is. Ennek összes alkatrészei egy porcellánbúrában vannak elrejtve, kívül csak a mérőóra látható. A feszültséget a városi hálózathoz vesszük. Ha 10 r esett a készülékre, a mérőóra megáll. A leolvasott másodpercek számából tetszésszerűen adag idejét ki lehet számítani (táblázatokból kiolvasni).

A Strauss-féle *mekapion* (357. kép) alapgondolata hasonlít egy kicsit a Hammer-féle készülékéhez. Itt is tulajdonképen azt figyeljük meg, hogy az íonos kamra belső elektródja hány-szor kapja meg bizonyos idő alatt ugyanazt a töltést. De a kamra belső elektródjának kisütése nem az előbbi egyszerű módon megy végbe (358. kép). Ugyanis az elektródot egy rádiólámpa rácsához kapcsolják, míg a kamra fala az anód-



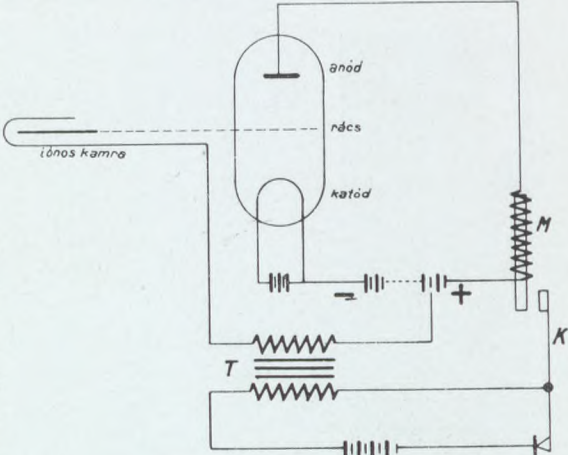
357. kép. A Strauss-féle mekapion nevű dózismérő.

telep pozitív oldalából kap töltést egy kis transzformátor (*T*) külső tekercsén keresztül. E transzformátor belső tekercsét szintén áramforráshoz (esetleg az izzó katódéhoz) kapcsolják, de az áramkör egy kar (*K*) átfordításával könnyen megszakítható. Ugyanis a rádiólámpa anódkörében kis elektromágnes (*M*) van, amely elég erős anódáram esetében egy kart ránt ma-

gához és megszakítja az előbbi transzformátor belső áramkörét.

A készülék működése, amely hasonlít egy kicsit az úgynevezett visszacsatolásos rezgésgerjesztéshez, a következő. A lámpa fűtőáramának bekapcsolásakor megindul az anódáram, de ezzel együtt azonnal megszakad az ionkamrához tartozó transzformátor belső áramköre, hiszen a kapcsolókar elmozdul. Ennek következtében a transzformátor külső körében szakítási áram lép föl, amely feltölti az íonos kamrát és a hozzá vezető párhuzamos drótokat, amelyek kis sűrítő gyanánt szerepelnek. Az áram irányát úgy választjuk, hogy az íonos kamra belső elektródja és a hozzá kapcsolt rács nagy negatív töltést kapjon: olyan nagyot, hogy az anódáramot teljesen elfojtsa. Ugyanis az anódáram abban áll, hogy a melegített szálból elektronok repülnek a rács nyílásán keresztül az anód

felé; ha a rácsnak elég nagy negatív töltése van, akkor az elektronokat visszatartja és anódáram nincs: a K kar visszajut eredeti állásába. Ezt az esetet választotta STRAUSS. A fűtőáram bekapcsolása után rögtön ez a helyzet áll elő. Ekkor a készülék mérésre készen áll. A rács nem tudja töltését elveszíteni, mert ebben megakadályozza az iónos kamra. Mindenestre nagyon jól kell szigetelni.

Ha Röntgen-sugárzás esik az iónos kamrára, akkor az iónos kamra-sűrítő kezd kisülni: a rácstra pozitív töltés folyik (illetőleg elveszti negatív töltését) mindaddig, amíg elég erős, körülbelül 1 milliampères anódáram nem indul meg. Ekkor a rácstöltés -20 volt. Most az anódáramkör elektromágne-


358. kép. A Strauss-féle dózismérő szerkezete.

szakad, a szakítási indukált áram ismét feltölti a sűrítőt és a rácst, minek következtében az anódáram újra megszűnik. A Röntgen-sugárzás pedig ismét megindítja az előbbi jelenség lefolyását. Az anódáram elfojtása és megindulása közben a sűrítő meghatározott elektromos töltést veszít, amely pontosan meghatározott Röntgen-sugáradagnak felel meg. Hogy hosszabb időre eső sugáradagot ismerjünk, csak ezeknek a kisüléseknek a számát kell tudnunk. Ezeknek a megfigyelésére való a dózisóra, amelyet előre be lehet állítani bizonyos sugáradagra. Ennek elérését csengőhang jelzi.

Mivel úgy a Hammer-, mint a Strauss-féle dózismérővel hosszabb időre eső *egész* Röntgen-sugáradag mérhető meg, ezeket az eszközöket *integráló* dózismérőknek is nevezik. Ilyen tulajdonságú a Siemens—Reiniger—Veifa (SRV)-féle készülék is, amelyben az elektroszkóphoz nagyobb kapacitású sűrítőt lehet kapcsolni, minek következtében a kisülés időtartama hosszú lesz és hosszú időre eső sugáradag mérhető meg. Újabban CZUNFT VILMOS is szerkesztett egy integráló dózismérőt.

Az említett dózismérőket ellenőrizni lehet rádióaktív készítmény sugárzásával, amely változatlanul tekinthető és meghatározott Röntgen-sugáradagnak felel meg. Ilyen célra gyakran uránoxidot használnak.

Nem iónozó hatású alapuló sugáradag-mérők.* Se szeri, se száma azoknak a különböző eljárásoknak, amelyekkel jól-rosszul igyekeznek mérni a sugáradagot. Így SABOURAUD és NOIRÉ báriumplatinciánürből sajtolt kis korongok



359. kép.
A Fürstenau-féle
intenziméter.

(pasztillák) színváltozásából következtetett a sugáradagra. Ugyancsak HOLZKNECHT is. KIENBÖCK brómezüstpapír feketedését használja föl dózismérésre. BEHNKEN úgy módosította ezt az eljárást, hogy nem közvetlenül a Röntgen-sugárzás hatását vizsgálta a fényképező papír rétegére, hanem erősítő-ernyőt tett mögéje, amelynek fénye hatott túlnyomóan a fényérzékeny rétegre. WINTZ és RUMP a világító ernyő fényét fotometriai úton hasonlították össze egy állandó fényforrásával. WINTZ és RUMP eljárásának érzékenységet nagy mértékben lehet fokozni, ha a fényerősségek mérésére fényelektromos cellát használunk. Ugyanis ez sokkal érzékenyebb a fénykülönbségek iránt, mint az emberi szem.

Meg kell emlékeznünk még a *Fürstenau-féle intenziméterről* (359. kép). FÜRSTENAU a szelénnek ama tulajdonságát használta föl dózismérésre, hogy elektromos ellenállása megváltozik, ha Röntgen-sugárzás esik rá. A szeléncella úgy készül, hogy szigetelőlemezre két szál drótot tekercselnek föl egymással párhuzamosan, majd a két drót között szelénkészítménnyel töltik ki. A cellát keménygumiból készült dobozba rejtik, melyből a hozzávezető hosszú drótok nyúlnak ki. Majd a cellát egy Wheatstone-féle híd egyik ágába kapcsolják, míg a másik három ágba változatlan ellenállások vannak. Magát a hidat és a mutatóval ellátott galvanométert, esetleg az elektromos áramforrást is egy fadobozban helyezik el. Méréskor a szeléncellát a fadoboztól messze, a lámpa közelébe lehet tenni. Sugárbeejtés előtt

* L. Kelen Béla: Röntgenológia, 1928. (Munkatársak: Szieghart Vendel, Róna Alfréd, Czunft Vilmos.)

a készüléket úgy állítják be, hogy a mutató egy bizonyos alaposztályzaton legyen. A sugárzás hatására a szelén ellenállása megváltozik, a Wheatstone-híd egyensúlya megszűnik és a galvanométer mutatója kitér. A kitérés nagyságából következtetni lehet a sugáradagra. FÜRSTENAU önkényesen választott egységgül bizonyos sugáradagot és ennek megfelelően készítette a galvanométer osztályzatát. Az eszköz adatai nem nagyon megbízhatók, érzékenysége is változik.

Biológiai sugáradagmérés. A sugáradagot minden eszköz nélkül is lehet mérni, közvetlenül a sugárzás biológiai hatása alapján. A biológiai mértékegység a *bőrpirosító adag* (Hauteinheit-Dosis, röviden HED), amelynek hatására a bőr a sugárbeesés után 8 nap múlva gyengén megpirosodik. E sugáradagnak energiaegyenértéke a keménységtől függ. Egyébként dózisegységben mérve körülbelül 580 R-rel vagy 618 r-rel egyenlő. A gyógykezeléskor használt sugáradagokat a bőrpirosító adag törtrészével vagy esetleg többszörösével fejezik ki. Így például a hajkihullasztó adag ennek 70%-a, a petefészek petéjének elpusztítására szükséges adag ennek 34%-a stb.

Belső gyógykezeléskor persze a bőr felszínére eső adag nagyobb, mint a belső dózis. Néha igen nagy belső sugáradagra van szükség: ilyenkor nagyon kemény sugárzást használnak, amelyet 0.5—1.5 mm vastag cink- vagy rézlemezen szűrnek át, amely a bőrre nagy mértékben ható lágy sugarakat elnyeli, ellenben a keményeket a test mélyébe engedi. Néha még ez sem elég. Ha túlságosan nagy belső sugáradagra van szükség, akkor a belső testrészt keresztűzbe fogják, ami abban áll, hogy több különböző irányból ejtenek rá olyan erős sugárzást, amelyet a bőr még baj nélkül elvisel. E sugárnyalábok a belső gyógyítandó testrészben keresztezik egymást, tehát itt a dózis eléri a kívánt értéket. Ezt *többszörös sugárbeesítésnek* is nevezik. Ezenkívül még többféle szellemes fogást alkalmaznak az orvosi gyakorlatban, hogy a beteg testrész a kívánt belső dózist megkapja a nélkül, hogy a test felszíne megsérülne.

*

A biológiai sugáradagmérésnek még másféle módja is van. Így például megfigyelték a Röntgen-sugárzás gátló hatását a bükköny (lóbab) csiragyökerének fejlődésére. A hajszálgyökök 200—310 R-nyi sugáradag után 14 nap alatt jóformán egyáltalában nem fejlődtek, míg a sugárzástól megvédett

gyökérből dús hajszálgökér-rendszer nőtt ki. Ugyancsak megvizsgálták a Röntgen-sugár hatását rovarok és férgek petéire és a sérülésekből következettettek a sugáradagra; béka-tojásokat is felhasználtak erre a célra.

4. Védekezés a Röntgen-sugárzással szemben.

Ha a Röntgen-gyógykezelés történetét lapozgatjuk, sokszor fájó érzésekkel olvassuk, hogy e téren milyen nagy egyéni áldozatok árán jutott el az orvosi tudomány arra a magaslatra, amelyen most áll. Csak HOLZWARTH JENŐ budapesti egyetemi rk. tanárt említjük, aki a Röntgen-kutatásnak esett áldozatul az orvosi tudomány nagy veszteségére. A sok baleset megtanította az embereket arra, hogy miképen kell a sugár káros hatása ellen védekezni. Ma már olyan sugárvédő lámpáink vannak, amelyekből csak éppen a betegnek szükséges sugár lép ki. Mindamellet nem lesz fölösleges néhány adatot fölemlíteni a sugárvédő anyagokra vonatkozólag.

Százezer voltos lámpafeszültség esetén (diagnosztika és felületi gyógykezelés) legalább *két mm vastag ólomlemez* vagy ezzel a sugárelnyelés szempontjából egyenértékű más anyag véd meg a sugárzás ellen. *Száz és kétszázezer volt* közé eső lámpafeszültség alkalmával (terápia) már olyan kemény és annyira áthatoló a sugárzás, hogy *4 mm vastag ólomfalra* vagy ezzel egyenértékű más sugárvédő anyagra van szükség. Kétszázezer volton felül még vastagabb ólomlemez szükséges. A környező testekről ránk jutó másodlagos sugárzás ellen is védekezni kell. Arra is kell gondolnunk, hogy a Röntgen-sugarak esetleg a szomszédos szobába is átjuthatnak. 25 cm vastag beton vagy 50 cm-es téglafal jól véd a kemény sugarak ellen is. Még jobb a *barit*-fal.

A sugár elleni védekezésre nem szükséges föltétlenül tiszta ólmot használni, hanem jó az *ólmogumi* (keztyűknek, köténynek) vagy átvilágító ernyők nézésekor az *ólmüveg* is, amellyel az ernyő világító oldalát kell befödni. Tekintetbe kell azonban venni, hogy az ólmoguminak legalább háromszor, az ólmüvegnek pedig négy- vagy ötször olyan vastagnak kell lenni, mint a sugárzás ellen védő tiszta ólomrétegnek. A világító ernyőket legalább 5—10 mm vastag ólmüveggel kell befödni.

NÉV- ÉS TÁRGYMUTATÓ.

- Ablakmódszer 195.
 Abszolút hullámhosszmérés 282.
 Abszorpciós színeképek 245.
 Agy-vizsgálat 467.
 Alapvonal 197.
 ALEXANDER BÉLA 17.
 Amorf anyag 135.
 Ångström-egység 131, 191.
 ANGERER 403.
 Angolkór 467.
 Antikatód 28.
 Astral-ernyő 399.
 Aszimmetrikus visszaverődés 225.
 Atómminta 292.
 Atómok száma a cellában 452.
 Atómrács 143.
 Atómsík 146.
 Atómsíkok távolsága 148.
 Autoelektromos lámpa 59.
 Avogadro-szám 177, 283.
 Állandó feszültségi görbe 341.
 Állandó hullámhosszúsági görbe 342.
 Állandó kitérés módszere 486.
 Áramszaggató 76.
 Áthelyezési módszer 187.
 Áttételi szám 80.
 Átvilágítás (emberi testé) 466.
 Átvilágítás (fémeké) 415.
 Átvilágítási képek 267.
 BAKOS 454.
 Balmer-sorozat 304.
 Barit-fal 494.
 BARKLA 22, 125, 131.
 BARNÓTHY JENŐ 26.
 Bauer-féle szelep 33.
 BAY ZOLTÁN 298.
 BÄCKLIN 279.
 Báriumplatinciánür 3.
 Báriumszulfát 470.
 Bázisos térrács 145.
 Beesési dózis 482.
 BEHNKEN 391, 477, 492.
 Belek vizsgálata 470.
 Belső dózis 482.
 BENNET 60.
 BEATTY 231.
 BERGEN DAVIS 225, 271.
 BERTHOLD 414.
 Biológiai hatás 472.
 — sugármérés 493.
 Bizmut-kása 470.
 BLÁTHY 85.
 Bohlin-féle spektrométer 212.
 BOHR 298.
 Bolométeres módszer 403.
 BOTHE 61.
 Bouwers-féle hűtés 30.
 — Rotalix-lámpa 51.
 BÖHM 461.
 Bőrbetegségek 474.
 Bőrpírosító adag 493.
 Bragg-egyenlet 165.
 — módosítása 220, 222.
 Bragg-féle visszaverődés 164.
 — spektrométer 172.
 BRAVAIS 142.
 Bravais-féle csoportok 146.
 β sugarak (jellemzők) 381.
 BUZÁGH A. 454.
 Bükköny csiraggyökere 493.
 Cella meghatározása forgókristállyal 464.
 — térrácsé 143.
 Cellulóz 456, 459.
 Cinkszilikát 396, 399.
 Compton-spektrométer 214.
 — jelenség 357.
 — jelenség elmélete 63.
 — teljes visszaverődés 273.
 — rácsszínkép 277.
 Coolidge-lámpa 45.
 CORNU 188.
 COSTER 431, 432.
 CROOKES 3.
 CRANACH LUKÁCS 428.
 CSÁSZÁR JENŐ V.
 Csontrendszer vizsgálata 467.
 Csőspektrográf 201.
 Csúcsértékek 89.
 CZUNFT V. 482, 492.
 DAUVILLIER 57, 60, 61, 460, 478.
 Davey-görbék 450.
 DAVIES 33.
 Debye—Scherrer-féle spektrográf 208, 210.
 Debye-gyűrűk alkalmazása 445.
 — erőssége 447.
 — felhasználása térrács megállapítására 450.
 — fémporé 454.

- Debye-kockarácsoké 449.
 — megszámozása 450.
 Debye-fölvételek készítése 445.
 DE BROGLIE L. 301.
 DE BROGLIE M. 376.
 — spektrométere 182.
 Delon-kapcsolás 97.
 DES COUDRES 96.
 DÉRY 85.
 Diagnosztika 466.
 Diagnosztikai lámpa 46.
 DIRAC 319.
 DIRCK BOUTS 427.
 DOAN 277.
 DOBY GÉZA 456.
 DOLEJŠEK 232.
 DORN 402.
 Dózis átszámítása 480.
 — beesési 482.
 — belső (mélységi) 482.
 — fajai 482.
 — felületi 482.
 — helyi 475.
 — közepes 475.
 Dózisegység 475, 477.
 — új meghatározása 478.
 Dózis mérése 478.
 Dózismérő eszközök 483.
 DUANE 345.
 Duane—Hunf-féle törvény 341.
 Dublett 320.
 DUDICH ENDRE 461.
 DU MOND és KIRKPATRICK 207.

 Effektív értékek 89.
 Effektív rendszám 267.
 Egyenértékűségi törvény (Einstein-féle) 385, 413.
 Egyenirányítás 82.
 Egyhajlású rendszer 141.
 Együtthatók, kristálylapoké 136.
 EINSTEIN 320, 372.
 Elektromágneses hullámok 119.
 Elektromos indítóerő 73.
 Elektron-burok 305.
 — héj 305.
 — elmélet 127.
 — forgás 327.
 — negatív 4.
 — pozitív 5.
 Elektronok eloszlása a burkokban 308, 309.
 Elhajlás drótszalak mentén 289.
 — nagy ernyő mentén 290.
 Elhajlási kísérletek, régebbiek 124.
 Elnyelés, kvantumszerű 299.
 Elnyelési dublett 326, 328.
 — együtttható 254.
 — görbe 257, 258.
 — határok 313.
 — színek 245.
 — törvény 249.
 — vonal 247.

 Előszivattyú 62.
 Elsőfajú fotoelektronok 377.
 ELSTER 373.
 Elterítési szög 167.
 Eltolási csoportok 146, 464.
 — rács 144.
 Eltolódott vonal (Compton) 359.
 Emissziós színek 230.
 Energia alapértékei 294.
 ENTZ GÉZA 142.
 EÖTVÖS LORÁND BR. 17, 409.
 Epehólyag 471.
 ERDEY-GRÚZ TIBOR 293.
 Erg 477.
 Erősítési tényező 398.
 Erősítő ernyő 398.
 Erővonal 72.
 ESPE 383.
 Etilbromid 393.
 Etiljodid 393.
 Élmódszer 193.
 Élettani hatás 15, 472.
 Érinthető készülékek 105.
 Érrendszer 469.

 Falsugárzás 391.
 FARADAY 71.
 Feketedés 393.
 Fekete sugárzás 337.
 Felező réteg 252.
 Felfrissítés 31.
 Felszíni dózis 482.
 Felületi dózis 482.
 Festmények vizsgálata 425.
 Fékezési sugárzás 24.
 — erőssége 343.
 — színe 335.
 Félhullámos készülék 94.
 Fémek atómrácsai 454.
 Fémek kristályos szerkezete 452.
 Fémszemcsék 453.
 — elhelyezkedése megmunkáláskor 455, 456.
 Fényadag 300.
 Fényelektromos hatás (Röntgen-sugaraké) 371, 383.
 Fényelhajlás 116.
 Fényképező hatás 10, 393.
 Fénykvantumok 300.
 FIZEAU 79.
 Fluoreszcencia 358.
 — Röntgen lámpáé 27, 400.
 Fluoreszcencia-hatás 8, 396.
 Fluoreszcencia-sugárzás 23, 312, 385.
 Fluorit 139.
 Foghibák 468.
 Folytonos Röntgen-színkép 335.
 — keletkezése 340.
 Fonális elektrométer 485.
 Forgási dublett 326, 328.
 Forgó egyenirányító 92, 93.
 Forgókristályos fölvétel 461.
 — spektrométer 182.

- Forgó nyílás (szektor) 382.
 Forgóretesz légszivattyú 63.
 FORRÓ MAGDOLNA 26.
 Foszforeszcencia (Röntgen) 399.
 Fotocella 372, 373.
 Fotocella mint Röntgen-sugármérő 383.
 Fotoelektron 372.
 Fotoelektronok színeképe 374, 379.
 — térbeli eloszlása 385.
 Fotokémiai hatás (Röntgen-sugaraké) 400.
 Foton 300.
 — tömege 365.
 FOURIER elve 132.
 Fókusz 28.
 Földési állandó 315, 324.
 — dublett 326, 328.
 Főlbontás, spektrográfé 190.
 Földelés (transzformátoré) 91.
 Fölégetés 472.
 Fővonal (Compton) 359.
 FRÄNZ 61.
 FRESNEL tükörkísérlete 114, 286.
 FRIEDRICH 151, 477.
 — féle védőelektródok 390.
 FROHNMEYER 433.
 FRÖHLICH IZIDOR 123.
 — PÁL 358.
 FÜRSTENAU 400.
 — intenzimétere 492.
 Fűtőtranszformátor 46.

 GAERTNER 409, 413.
 GAEDE 64, 65.
 Galenit 139.
 Gázmentes lámpa 37.
 Gáztalánítás 70.
 Gáztartalmú-lámpák 25.
 GEHRCKE 320.
 GEHRTSEN 61.
 GEITEL 373.
 Gerjesztési határ 237.
 GLOCKER 257, 394, 414, 432, 433, 434.
 Gnomonos vetítés 440.
 Goetze-féle vonalfókusz 47.
 GOMBÁS PÁL 282.
 GOMBOCZ ENDRE 473.
 GOUDSMIT 327.
 Graetz-kapcsolás 96.
 Greinacher-kapcsolás 98.
 GRÓH GYULA 3.
 γ sugarak (rádiumé) 473.
 GUBACS GÁBOR. V.
 GURWITSCH 473.
 Gümőkőr 467, 469.
 Gyakorlási tényező 447.
 Gyémánt atómrácsa 179.
 Gyomor vizsgálata 470.
 Gyógyítás Röntgen-sugárral 472, 474.
 Gyűjtőfeszültség 37.
 Gyűjtőfolt 28.
 GYULAI ZOLTÁN 400.
 Gyűszűkamra 392.

 Hadding-lámpa 34.
 Hafnium fölfedezése 431.
 HAGA 124, 126.
 HAGENOW 132.
 Hammer-dózismérő 488.
 Harmadlagos sugárzás 126.
 Hasáb-színkép 269.
 Hasznossági tényező 346.
 Határszög 273, 275.
 Hatszögös rendszer 141.
 HAUY 142.
 h állandó 295.
 Háromlépcsős szivattyú 67.
 Háromfázisú áram 103.
 — transzformátor 104.
 Háromhajlású rendszer 141.
 HED-sugaradag 493.
 Hegesztés 423.
 Hegesztések vizsgálata 423.
 Hegesztési hibák 424.
 HERMANN JÁNOS 459.
 HERR 425.
 HERTZ 327.
 HEVESY 431, 432.
 Hidrogén-atóm 294.
 — színképvonalai 302.
 Higanygőzös légszivattyú 66.
 Higanyos szagató 77.
 HITTORF 3.
 HJALMAR 232.
 HOFFMANN ERNŐ 421, 425.
 HOLTHUSEN 389.
 HOLZKNECHT 492.
 HOLZWARTH JENŐ 494.
 HOLWECK 66.
 Hosszmenti rezgés 122.
 Hozzákeverési eljárás 432.
 Hőelektromos oszlop 405, 408.
 Hőmérsékleti tényező (Debye) 444.
 HULL 337.
 — féle görbék 450.
 — kapcsolás 100.
 Hullám-elmélet, fényé 118.
 — hosszúság 120.
 — függvény 296.
 — mechanika 296.
 — szám 303.
 Hűtés, levegővel 28.
 — vízzel 29.
 Hűtőszivattyú 30.

 Identitási távolság 144, 463.
 Igazgyöngy 460.
 ILOSVAY LAJOS 334.
 IMRE LAJOS 19.
 Indexek, éleké 140.
 — kristálylapoké 137.
 — elektronpályáé 297.
 Indukció 71.
 Induktor 75.
 Ingamozgás 87.
 Interferencia 114.
 Integráló dózismérő 491.

Ión 6.
 Ióniméter 485.
 Iónkamrás spektrométerek 213.
 Iónognom 489.
 Iónométer (Wulf-féle) 485.
 Iónos kamra 213, 387.
 Iónozás 12.
 Iónozási áram 388.
 — görbe 173.
 Iónozó hatás 387.
 Iónpár termelésére szükséges energia 411, 412.
 Iontokvantométer 484.
 Irreguláris dublett 327.
 Ismétlődési távolság 463.
 Izotopok Röntgen-színképe 334.
 Izzókatódos lámpa 38.
 Izületi gyulladások 467.

JEANS 298.
 Jellemző sugárzás 22, 24.
 JOHANSEN 407.

Kalcit atómrácsa 179.
 KALLMANN 360, 369.
 Kaloriméteres módszer 409.
 Kaloriméteres módszer 409.
 KANTNER 425.
 Kaucsuk 459.
 Karakterisztika (gázos lámpáé) 36.
 — izzókatódosé 59.
 Karakterisztikus sugárzás 22.
 Katód-porlódás 27.
 Katódsugarak 1.
 Katódsugarak sebessége 5, 42.
 KAYE 20, 24, 231, 345.
 Kádmiumpodid 396.
 Kálciumwolframát 396.
 KEGERREIS 405.
 KELEN BÉLA 466, 471, 482, 492.
 Kelen-féle védőanyag 474.
 KELLSTRÖM 276, 287, 288, 289, 290.
 K elnyelési színkép 246.
 Kemény sugárzás 13.
 Keresztrács 118.
 — elhajlítása 159.
 Keresztrezgés 122.
 Kettős elnyelési határok 326, 328.
 Kettősrétegű film 396.
 Kettős színképvonalak 317.
 Kettős szivattyú 64.
 KÉMERI D. 90.
 Kéndioxid 393.
 Kénvegyületek színképe 262.
 Kétfókuszos lámpa 47.
 Két-iónkamrás spektrométer 215.
 Kétkristályos spektrométer 215.
 KIESSIG 289.
 Kifagyasztás (higanygőzé) 68.
 Kilovoltmérő 108.
 KIRCHER 402.
 Kisütő eljárás 484.
 Kiválasztási szabályok 329, 331.

Klórvegyületek elnyelése 264.
 KLUPATHY JENŐ 16.
 KNIPPING 151.
 KOCH és STERZEL 98, 105.
 Kockarács, középpontos 144.
 — határpontos 144.
 KOCH P. P. 124.
 KOCH SÁNDOR 141.
 KOELLIKER 11, 15.
 Kohärens-sugarak 121.
 Kolloid-oldat 455.
 Kombináció-elv 314.
 Kombinációs kapcsolás 103.
 Kontrasztanyagok 268, 466, 469.
 Koordináta-rendszer 136.
 Koponyavizsgálat 467.
 Kőso atómrácsa 175.
 — rácsállandója 177, 216.
 Körfókuszos lámpa 46.
 Közepes rendszám 267.
 KRAMERS 352.
 Kristályok 135.
 Kristályosodás elektrolíziskor 457.
 Kristálypor módszere 208.
 Kristályrács 142.
 Kristályrendszerek 140.
 KRÖNCKE 96.
 Ksorozat 232.
 Ksugárzás 22.
 KULENKAMPEFF 346, 411.
 — képlete 348.
 — hőszlopa 406.
 Kúpos sugárelnyelő 407.
 Különáram 74.
 KÜSTNER 261.
 Küstner-kamra 485.
 Kűszöbérték, feszültség 236.
 — fényé 395.
 Kvantumelmélet 298.
 Kvantum-föltevések 294.
 — számok 307.

LANGE 383.
 LARSSON 228, 276.
 LANGMUIR 66.
 Láppangási idő 472.
 LAUE 134.
 Laue-egyenletek 160, 164.
 — és Bragg-egyenlet 171.
 — foltok erőssége 444.
 — kamra 435.
 — kép megszámozása 437.
 — képek alkalmazása 435.
 — kísérlet 151.
 LAURITSEN 60.
 Lágy sugárzás 13.
 LÁNYI ERNŐ 458.
 L elnyelési színkép 247.
 LENGYEL BÉLA 459.
 LENGYEL BÉLA ifj. 135.
 Lég hőmérős módszer 402.
 Légritkítás 62.
 — mérése 68.

Légszivattyú 62.
 Légüres spektrográf 187.
 Lénárd-féle cső 7.
 — törvény 372, 373, 381.
 Lépcsős transzformátor 90.
 LIEBENOW 98.
 LILIENTHAL 43, 59.
 — lámpa 43.
 LINDBERG 241.
 LINDEMANN 33.
 Lindemann-üveg 268.
 LINDH 262, 264.
 LINNIK 288.
 Lippmann-féle lemezek 168.
 Lloyd-tükrökisérlet 288.
 LOEBE 20.
 Lorentz-faktor 444.
 Lökési elmélet 127.
 — szélesség 130.
 Lsorozat 236.
 Lsugárzás 22.
 LUNDQUIST 262.
 Lüktető áram 94.

 MAC LEOD 67.
 MAGNUSSON 284.
 Magyar Simens 98.
 MARK 360, 369.
 Martensit 455.
 MARTIUS 485.
 MAURITZ BÉLA 140, 459.
 MÁGÓCSY-DIETZ S. 456.
 Másodfajú fotoelektronok 380.
 Másodlagos elnyelés 333.
 — sugárzás 12, 353.
 Másodperc-dózis 475.
 Mekapion 490.
 Mellékvonalak 233.
M elnyelési színekép 247.
 MENDE JENŐ 428.
 Merkuroklorid 396.
 Metilbromid 393.
 Metalix-készülék 105.
 — lámpa 49.
 Metiljodid 393.
 Metwa-Metalix-lámpa 50.
 Mélységi dózis 482.
 Mészpát rácállandója 217, 228.
 — atómrácsa 179.
 MIKOLA SÁNDOR 301, 320.
 Mikron 120.
 Miller-féle indexek 137.
 MILLIKAN 283.
 Mitogenetikus sugárzás 473.
 Molekuláris légszivattyú 64.
 MOLISCH 473.
 Momentán-dózismérő 488.
 MOSELEY 231.
 — spektrométere 181.
 — törvénye 235, 240, 315, 316.
M sorozat 241.
 MULLER 473.

Multix-lámpa 50.
 Műselyem 459.

 Nagy ellenállás 111.
 Nagyfeszültség mérése 105.
 — színekép 112.
 NAGY L. JÓZSEF 218, 224.
 Nagynyomású kamra 390, 391.
 Nagyrezgésszámú határ 340.
 NÁRAY-SZABÓ ISTVÁN 459.
 Nehéz anódos lámpa 30, 54.
 NEUGEBAUER TIBOR 282.
 Négyzetes rendszer 141.
 Nikkelszűrő 261, 447.
 Noiré-féle korongok 492.
 Normál-kamra 392.
 Növényekre való hatás 473.
N sorozat 242.
 Nullavonal 197.
 Nyers dózis 479.
 Nyitott lámpák 33.
 Nyugalmi tömeg 320.

 Olajgőzös szivattyú 68.
 Ólomgumi 494.
 Ólomüveg 494.
 Ólom-wolframötvözet 266.
 ORBÁN GYÖRGY 272.
 ORTVAY RUDOLF 296, 307.
 Orvosi alkalmazás 466.
 Orvosi spektrográf (Seemann) 200, 203.
 OSGOOD 285.
O sorozat 242.
 Ossal-ernyő 399.
 Oxidos katód 40.
 Ozmosis regenerálás 32.
 Önindukció 74.
 Örök lámpa 59.
 Összetett rácok Laue-képe 441.
 Ötvözetek elnyelése 265.

 Pauli-féle elv 305.
 PEIRCE 257.
 PEKÁR DEZSŐ 17.
 PERCEL GYÖRGY 298.
 Periódikus rendszer 305, 306.
 Philips-lámpa 56.
 PLANCK 133.
 Planck—Einstein-féle törvény 339, 340, 377.
 PLÜCKER 3.
 POLÁNYI 457, 461.
 POGÁNY BÉLA 62, 118, 259, 304, 400, 454.
 POHL 124.
 Porcelláncső (Siegbahn-féle) 56.
 Porlasztott fém atómrácsa 454.
 PÖSCHL 62, 118, 259, 400.

 Racionalitás törvénye 136.
 RAPAICS RAYMUND 142.
 RAUSCH V. TRAUBENBERG 33.
 Rácsgegyenlet 278.
 Rács, optikai 117.

- Rácsspektrográf 277, 279.
 Rács-színkép 275.
 — lágy sugaraké 284.
 Rák gyógyítása 474.
 „R” egység 477.
 „r” egység 477.
 r egys. energiaértéke 478.
 R és r egység kapcsolata 482.
 Reguláris dublett 326, 328.
 Regenerálás 31.
 REICHERT RÓBERT 179.
 Relativitási dublettek 320.
 Rendszám, pályái 297.
 — színképeké 157, 166.
 Rezgésszám 120.
 — föltevés 297.
 Rétegvonalak 462.
 Rétegvonal-egyenlet 463.
 Rézoxidul-fényelem 383.
 Rhodium színképe 236.
 RHORER LÁSZLÓ 150.
 RICE 337.
 Richardson törvénye 39.
 ROBINSON 376.
 Romboéderes rendszer 141.
 Rombos rendszer 141.
 RÓNA ALFRÉD 492.
 Rostanyag 456.
 Rost-diagramm 457.
 Ross 361.
 Rotalix-lámpa 51.
 Röntgen-áram 27.
 — készülék 71.
 — kísérletei 8.
 — lámpák 25.
 — spektrométer 172.
 — színkép 15, 167.
 — színképek elmélete 291.
 — színképvonalak keletkezése 310.
 — sugarak fölfedezése 7.
 — sugarak keletkezése 18.
 — sugáradag 474.
 — sugárzás hatásai 387.
 — sugárzás térbeli eloszlása 19.
 Rövidhullámú határ 340.
 RUHMKORFF 75.
 RUMP 409, 412, 492.
 RUTHERFORD 61, 292, 293.
 RYBÁR ISTVÁN 71, 116, 273.
 Rydberg-állandó 303.
 Sabouraud-féle korongok 492.
 SADLER 22.
 Salomon-dózismérő 486.
 SAPÉHIN 473.
 Sarkítás, Röntgen-sugáré 125.
 Sarkított fény 123.
 SCHIEBOLD 461.
 SCHMID REZSŐ 304.
 SCHMITZ 402, 468.
 SCHROEDER 110.
 SCHÖNFLIES 143.
 Schrödinger-egyenlet 295.
 — rezgésfelfogás 302.
 SCHULLER ALAJOS 17.
 Schwarzschild-törvény 394.
 SEEMANN 33.
 — -spektrográfok 193.
 — és Bohlin-féle spektrográf 212.
 SELÉNYI 383.
 SHIMIZU 345.
 Selyem, természetes 459.
 Siegbahn 34, 215.
 — áthelyezési módszere 187.
 — -féle cső (gázos) 35.
 — fémlámpája 52.
 — és Thoraeus-spektrográf 192.
 — hasáb-színképe 270.
 — légszivattyúja 66.
 — és Friman-spektrográf 182.
 — rácsszínképe 284.
 — spektrográfja 186.
 — -féle teljes visszaverődés 275.
 Siemens-féle dózismérő 487.
 Slavianoff-eljárás 423.
 Smaragd Laue-képe 436.
 SIMON 77.
 Spektral-Radiokonstant készülék 98.
 Sokkristályos spektrométer 207.
 Soller-spektrométer (sok réses) 214.
 SOMMERFELD 127, 129, 130, 320, 321.
 Soós LAJOS 142.
 Sötétkamra-módszer 194.
 Spin-dublett 326, 328.
 SRV-dózismérő 491.
 Stabilizált 98.
 STARK 19, 338.
 STARKE 110.
 Stefan és Boltzmann-féle törvény 344.
 STEINER L. 298.
 STEINER SZ. 168.
 STENSTRÖM 220, 241.
 STOKES 127.
 Strauss-féle dózismérő 490, 491.
 STRAUSS ÁRMIN 17.
 Sugárgyengítési együttható 249.
 Sugárgyengülési törvény 249.
 Sugárgyűjtés föltétele 183.
 Sugárhatároló (Blende) 417.
 Sugárszövődés 115.
 Sugárszűrők 259.
 Sugárvédő lámpa 49.
 Sugármérés 401.
 SUSICH 459.
 Szabályos dublett 326, 328.
 — rendszer 140.
 Szabálytalan dublett 327.
 SZABÓ ZOLTÁN 456, 473.
 SZABÓ-PATAY JÓZSEF 473.
 Szakítási feszültség 80.
 SZALKAY FERENC V.
 SZARVASSY IMRE 458.
 SZEBELLÉDY LÁSZLÓ 435.
 Szelepcső 83.
 — izzókatódos 94.

- Szelephatás 42.
 Szelén 400.
 — cella 492.
 Szerkezeti digramm 457.
 — tényező 443.
 Szétszedhető lámpák 33.
 Szétszórt elektronok 370.
 Szétszórt sugárzás 353.
 Szfalerit 152.
 — atómrácsa 178.
 SZIEGHART VENDEL 492.
 Szikraköz 105.
 Szikratávolság 106.
 Szikravonalak 233, 332.
 SZILÁRD 476.
 SZILI LÁSZLÓ V. 422.
 Szilvin atómrácsa 175.
 — Laue-képe 436.
 Szimmetria-tengely 142.
 — sík 142.
 Színérzékenység (szemé) 398.
 Színképvonalak erőssége 243.
 — élessége 334.
 Színváltozás (kristályoké, üvegé) 400.
 Szív vizsgálata 468.
 Szórási együtthatók táblázata 259.
 — — mérése 355.
 Szórási pótlék (dózisé) 483.
 Szűrők 259.

 Talbot-törvény 382.
 TASS ANTAL 298.
 Telített áram, feszültségi 57.
 — hőmérsékleti 58.
 Teljes visszaverődés, Röntgen-sugaraké 272.
 Tellur-ezüst-hőelem 408.
 Terápia 472.
 Terápiái lámpa 49.
 TESLA 77.
 Térerősség, elektromos 119.
 — mágneses 72.
 Térrács 143.
 THALLER 391.
 THIBAUD 279.
 THOMSON J. J. 60, 127.
 THORAEUS 55.
 TOBORFFY ZOLTÁN 141.
 TOKODY LÁSZLÓ 140, 452.
 Többmezejű sugárbeejtés 493.
 Többszörös elnyelés 333.
 Tömegelnyelési együttható 256.
 Tömeggyengítési együttható 254.
 Tömegszórási együttható 256.
 Törésmutató, Röntgen-sugaraké 224, 271, 272.
 Transzformálás szabálya 89.
 Transzformátor 84, 86.
 Transzmissziós módszer 196.
 TRAUB 394.
 Turbix-lámpa 51.
 Tuto-lámpa 52.

 Túlsugárzás 472.
 Tüdővizsgálat 469.

 UHLENBECK 327.
 Uhler és Cooksey-féle spektrográf 206.
 Újrakristályosodás 458.
 ULREY 336.
 Univerzális spektrográf (Seemann) 200.
 Urán-atóm energialepései 330.
 Útkülönbség 155.

 Vas kristályos szerkezete 458.
 Vasmag 85.
 Vájt rács 285.
 Vákuum-spektrográf 187, 197, 198
 VENDL ALADÁR 139.
 — MÁRIA 179.
 — MIKLÓS 141.
 Vegyelemzés Röntgen-színképpel 430.
 VERMES MIKLÓS V. 487.
 Vesalius-féle csont 467.
 Vese vizsgálata 471.
 Védekezés a sugárzás ellen 494.
 VILLARD 32, 101, 476.
 Visszasugárzás 482.
 Vízfantom 483.
 Vízlégszivattyú 64.
 VOGEL 198.
 Vonalas színkép 230.
 Vonalfókusz 47.
 Voltmérő, nagyfeszültségű 109.
 — abszolút 110.

 WAGNER 337, 346.
 WALTER 124, 276.
 — elnyelési törvénye 258.
 WARTHA VINCE 17.
 Watt-nélküli áram 87.
 WEBER 198.
 WEBER 473.
 WEHNELT 40.
 Wehnelt-féle áramszaggató 76.
 WEISSENBERG 461.
 WENTZEL 352.
 WESZELSZKY 19.
 WHIDDINGTON 24, 376.
 WIECHERT 127.
 WIEDEMANN 60.
 WIDEMANN W. 383, 420.
 WIEN W. 61, 338.
 — eltolódási törvénye 351.
 WILDE JÁNOS 428.
 — MARGIT 428.
 Willemitt 396.
 WIND 124.
 WINGARDH 215.
 WINTZ 492.
 WITKA-kapcsolás 101.
 WODETZKY JÓZSEF 320.
 WORSCHITZ FRIGYES 428, 459.
 WOODWARD 33.
 WULF 485.

X-egység 191.
X-sugárzás 8.

Zárási feszültség 79.

ZECHMEISTER LÁSZLÓ 393.

ZEHNDER 33.

ZEMPLÉN GÉZA 459.

— Győző 62, 115, 118, 259, 298, 338,
400.

ZELLER TIBOR 141.

Zeolitok 459.

ZIMÁNYI KÁROLY 140.

ZIMMERMANN Á. 467.

ZIPERNOWSKY 85.

Zóna 139.

Zónakörök 438.

Zónatengely 139.

Zsírsvkristályok 218.

ZSIVNY VIKTOR 14.

ZUNDEL 454.

Más művekből átvett képek jegyzéke.

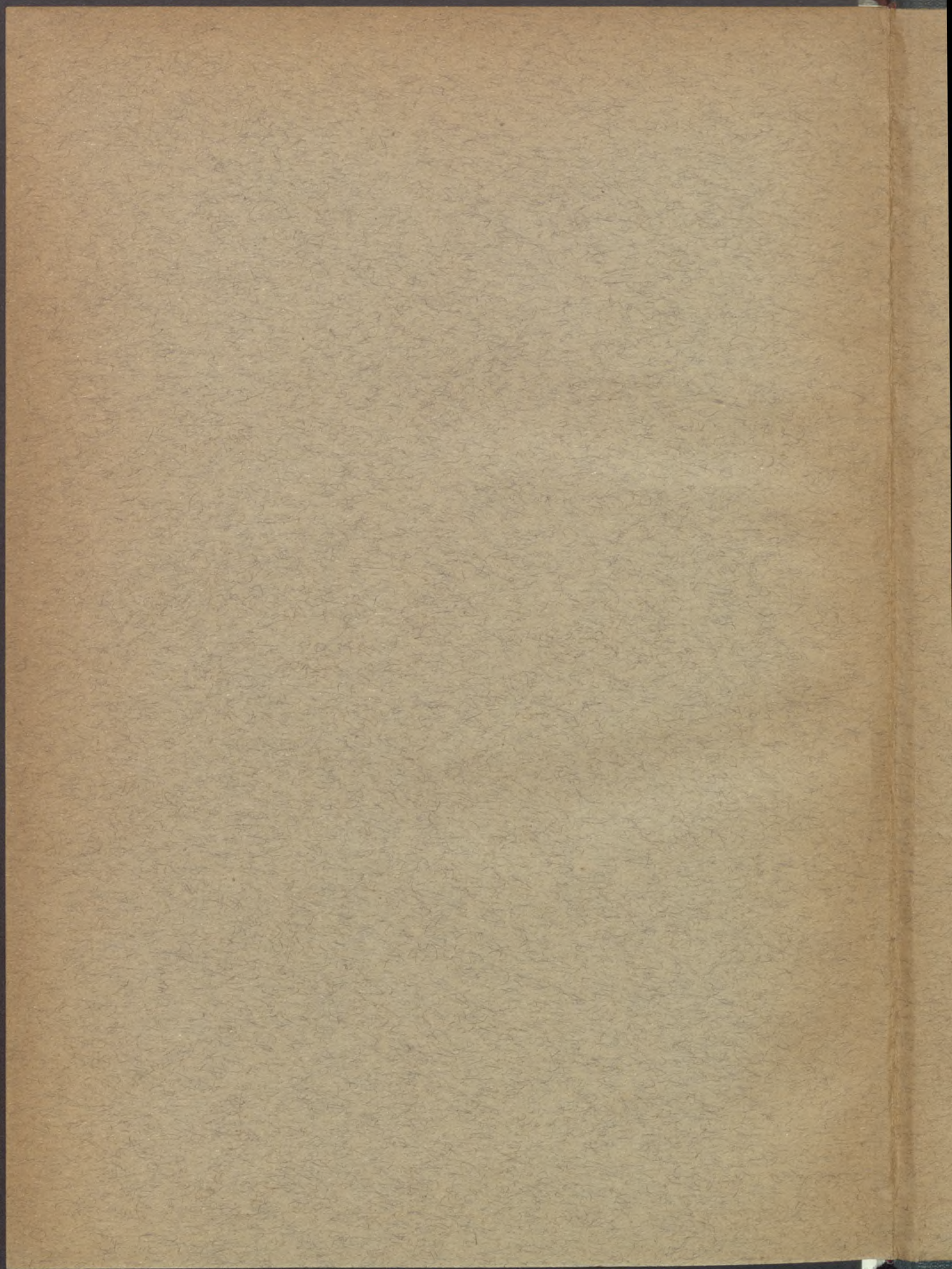
- Az 5a, 5b, 8, 9 és 24. kép GLASSER O.: W. C. Röntgen c. művéből.
A 32, 63, 68. kép GEIGER u. SCHEEL: Hb. der Physik XVII. k.-ból (Behnken).
A 33, 98, 125, 126a és b, 129, 186a és b, 187, 199, 212, 213, 274, 279, 280, 281,
283, 293, 295, 298, 307, 313, 326—331, 335. kép GLOCKER R.: Material-
prüfung mit Röntgenstrahlen c. művéből.
A 49b, 166, 178, 180, 181, 182, 189, 190, 192, 198, 202, 206, 209, 210, 215, 231,
232, 243, 244, 246, 247, 252, 253. kép SIEGBAH M.: Spektroskopie der Rönt-
genstrahlen c. művéből. (II. kiad.)
A 49a, 56, 59, 168. kép SCHLEEDE u. SCHNEIDER: Röntgenspektroskopie c. művéből.
A 62, 71, 75, 76, 275, 276, 278 GROSSAMNN: Physikalische und technische Grund-
lagen der Röntgentherapie.
A 64b, 65, 80, 87, 108, 191, 257, 257c, 259 WIEN u. HARMS: Hb. der Experimental-
physik XXIV. 1. c. műből (KIRCHNER).
A 73, 314, 324, 335, 338 MARK H.: Die Verwendung der Röntgenstrahlen c. műv.
A 100, 106, 236 GRIMSEHL: Lehrbuch d. Physik c. művéből.
A 117, 127, 135, 158 EWALD: Kristalle u. Röntgenstrahlen c. művéből.
A 152, 156 BRAGG: X rays c. művéből.
A 169, 171, 203, 207, 208, 251 WIEN u. HARMS: Hb. d. Experimentalphysik
XXIV. 2. c. műből (LINDH).
A 241, 242 SOMMERFELD: Atombau c. művéből.
A 282, 299, 301, 304, 306, 325, 333 az Ergebnisse der technischen Röntgenkunde
I. c. műből.
A 296 és 332 KANTNER u. HERR: Die Verwendbarkeit d. Röntgenstrahlen c.
munkájából.
A 302 és 303. kép BARDTKE: Schweissttechnik c. művéből.
A 315. kép KELEN: Röntgenológia c. művéből.
A 341, 343—347. kép HAENISCH u. HOLTHUSEN művéből.

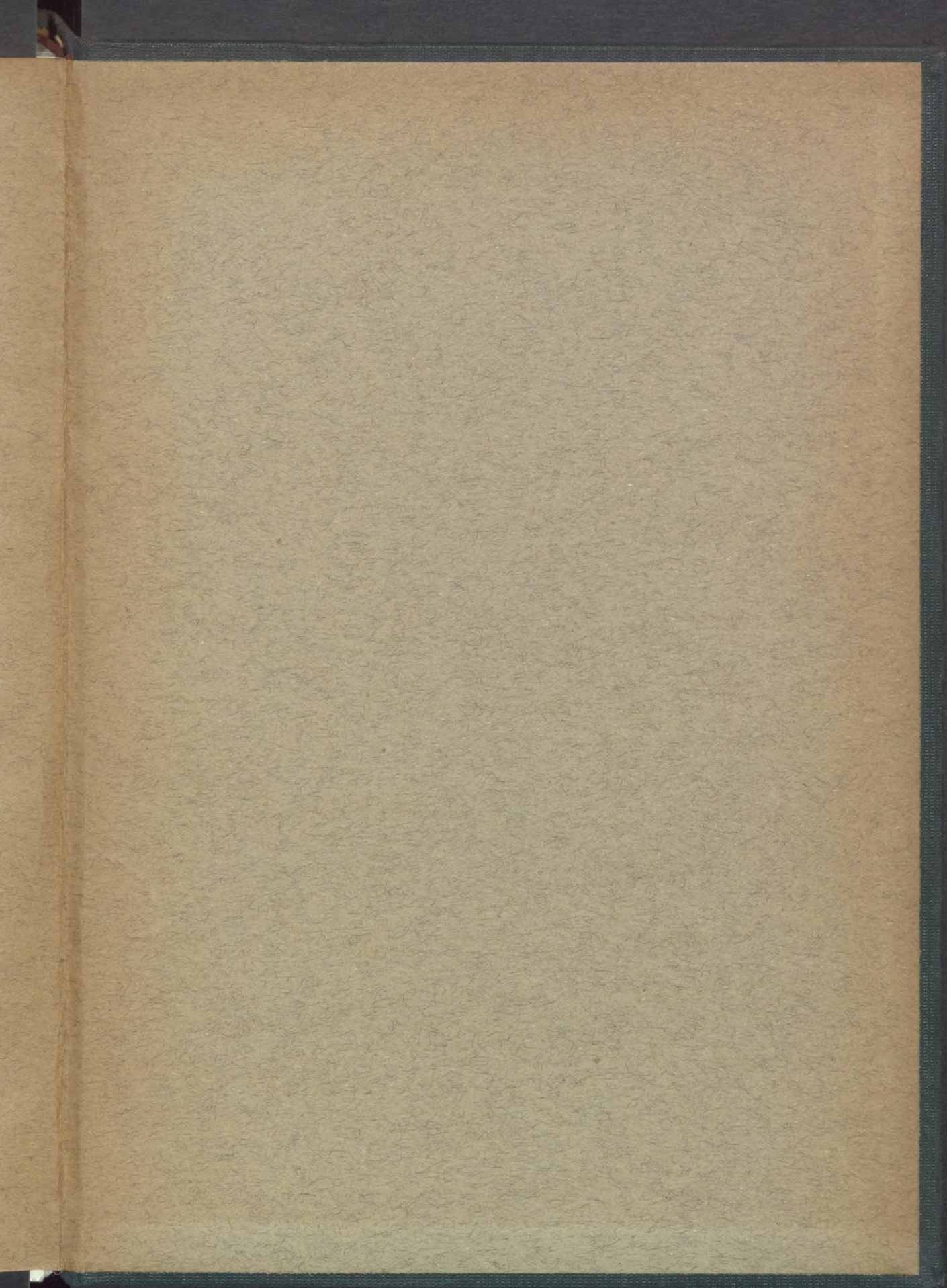


Sajtóhibák.

17. oldalon alulról a 10. sorban a „jelentős“ szó elhagyandó.
 19. „ fölülről a 18. sorban a „Röntgen-sugarakat“ szavak után hiányzik „(l. 61. old.)“
 61. „ alulról 13. sorban „FRANZ“ helyett „FRÄNZ“ irandó.
 88. „ fölülről 17. sorban „nála“ szó után „(Röntgen-transzformátorra gondolunk)“ irandó.
 93. „ a 77b. kép aláírása így módosítandó : „A félhullámos Röntgen-áram“.
 99. „ a 81. kép aláírása után „(Siemens-féle)“ irandó.
 101. „ fölülről 6. sorban „előforduló“ helyett „előforduló“.
 122. „ alulról a 7. sorban „hullám“ helyett „hullám síkja“ irandó.
 133. „ fölülről a 17. sorban „sebessége“ helyett „energiavesztése“.
 136. „ felülről a 17. sorban „választani“ szó után a köv. lábjegyzet irandó : „Az 55. pontban felsorolt rendszerek közül válasszuk a kristálynak megfelelő“.
 165. „ alulról a 16. sorban „hullámú“ helyett „ λ hullámú“.
 213. „ fölülről a 19. sorban „áramvezetésben“ helyett „áramban“.
 249. „ a (39) egyenlet jobb oldala helyesen $\frac{1}{e\mu}$
 264. „ a 215. képen „S₄ Al-on“ helyett „S Al-on“.
 328. „ alulról a 19. sorban „burokkör“ helyett „burok kör-“.
 388. „ } a 274. és 281. kép alatt „hullámhossz“ helyett „hullámhossz“.
 396. „ }
 399. „ legalsó sorban „hő“ helyett „hővé“.
 459. „ alulról a 4. sorban „faanyagokkal“ helyett „faanyagok rostkötegeivel.“









CSÁSZÁR
A
RÖNTGEN
SUGÁRZÁS
ÉS GYAKORLATI
ALKALMAZÁSA

.....
13.539

OSZK

103.

